ARCHIV FÜR METEOROLOGIE, GEOPHYSIK UND BIOKLIMATOLOGIE

HERAUSGEGEBEN VON

DOZENT DR. W. MÖRIKOFER
PHYSIKALISCH-METEOROLOGISCHES OBSERVATORIUM
DAVOS

PROF. DR. F. STEINHAUSER
ZENTRALANSTALT FÜR METEOROLOGIE UND GEODYNAMIK
WIEN

SERIE A
METEOROLOGIE UND GEOPHYSIK

BAND 6, 2. HEFT
MIT 46 TEXTABBILDUNGEN
(ABGESCHLOSSEN AM 3. DEZEMBER 1953)

WIEN
SPRINGER-VERLAG
1953

Arch. Met. Geoph.
Biokl. A.

Serie A, Band 6 **Inhaltsverzeichnis** Heft 2

Seite

Baur, F. Die Abhängigkeit des Großwetters von solaren Erscheinungen. (Mit 3 Textabbildungen) 129

Gleeson, Th. A. Cyclogenesis in the Mediterranean Region. (With 20 Figures) 153

Schwarzl, S. Der vertikale Aufbau der täglichen Druck- und Temperaturänderungen. (Mit 9 Textabbildungen) 172

Čadež, M. Über lokale Luftdruckänderungen in der Atmosphäre. (Mit 1 Textabbildung) 201

Bitterli, H. und **F. Verzár.** Erfahrungen mit dem automatischen Kondensationskernzähler. (Mit 6 Textabbildungen) 211

Defant, F. Theorie der Seiches des Michigansees und ihre Abwandlung durch Wirkung der Corioliskraft. (Mit 7 Textabbildungen) 218

Buchbesprechungen 242

Baur, F., Linkes Meteorologisches Taschenbuch. II. Bd. (F. Steinhauser). — Schneider-Carius, K., Die Grundschicht der Troposphäre (F. Steinhauser). — Brooks, C. E. P. und N. Carruthers, Handbook of Statistical Methods in Meteorology (F. Steinhauser). — Perrie, D. W., Cloud Physics (F. Steinhauser). — Heisenberg, W., Kosmische Strahlung (F. Steinhauser). — Holland, D. J., Weather Inference for Beginners (F. Steinhauser). — 1000—500-mb. Thickness North America to Europe 1946—51. (Meteorological Reports: Nr. 13.) (F. Steinhauser). — Tables des fonctions de legendre associées. Premier fascicule. (Collection technique et scientifique du C. N. E. T.) (F. Steinhauser). — Proudman, J., Dynamical Oceanography (A. Defant). — Jung, K., Kleine Erdbebenkunde. 2. Aufl. (F. Steinhauser). — Burmeister, F., Karte der erdmagnetischen Mißweisung für die Epoche 1954,0, Maßstab 1:1 000 000 (M. Toperczer). — Schonland, B. F. J., Atmospheric Electricity. 2. Aufl. (H. Israël). — Peters, J., Sechsstellige Tafel der trigonometrischen Funktionen (F. Steinhauser). — König, W., Grundzüge der Meteorologie (F. Steinhauser).

Das

„Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie"

erscheint in zwangloser Folge in zwei parallelen Serien:

Serie A Meteorologie und Geophysik: Allgemeine, theoretische und synoptische Meteorologie, Geophysik der Atmosphäre, des Meeres und des festen Erdbodens.

Serie B Allgemeine und biologische Klimatologie: Allgemeine und medizinische Klimatologie, Agrar- und Mikroklimatologie, Meteorobiologie, Strahlungsforschung.

Die beiden Serien können unabhängig voneinander bezogen werden. Die Hefte werden einzeln berechnet und zu Bänden von 400—500 Seiten vereinigt.

Das Archiv soll wissenschaftlich einwandfreie Arbeiten von allgemein fachlichem Interesse veröffentlichen. Es werden deshalb nur Originalarbeiten aufgenommen, die neue Erkenntnisse bringen, und zwar Aufsätze größeren Umfanges wie auch kleine Mitteilungen. Gelegentlich wird auch durch Sammelreferate über die neuesten Ergebnisse einzelner Spezialgebiete ein Überblick über den jeweiligen Stand eines bestimmten Problems gegeben werden, wobei besonders durch Hervorheben der noch ungelösten Fragen der weiteren Forschung Anreiz geboten werden soll. Schließlich werden auch kritische Buchbesprechungen auf bedeutende Neuerscheinungen aus unserem Wissensgebiet hinweisen.

Die Verfasser werden gebeten, den Text möglichst knapp zu fassen und historische Einleitungen tunlichst zu vermeiden. In den beigegebenen Tabellen ist die Wiedergabe unverarbeiteten, umfangreichen Beobachtungsmaterials zu vermeiden; auch sollen die Resultate im allgemeinen nicht durch Tabellen und Kurven gleichzeitig wiedergegeben werden. Die Tabellen sollen eine Überschrift tragen.

Die Arbeiten können in deutscher, englischer oder französischer Sprache erscheinen. Es soll ihnen eine Zusammenfassung in mindestens zwei Sprachen vorangestellt werden. Eine Zusammen-

Fortsetzung auf der III. Umschlagseite

551.509.33:551.590.21:523.74

Die Abhängigkeit des Großwetters von solaren Erscheinungen.

Von

Franz Baur (Bad Homburg).

Mit 3 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Im ersten Abschnitt werden Einwände gegen die bisherigen Untersuchungen entkräftet. Im zweiten Abschnitt werden neue Belege für die doppelte Schwankung des Großwetters in der gemäßigten Zone während des Sonnenfleckenzyklus erbracht. Es wird gezeigt, daß die Sommer in Neuengland, die 3 bis $1^1/_2$ Jahre vor einem Fleckenminimum liegen, fast durchweg wärmer als normal sind und alle Hochsommer, die 2,8 bis 1,9 Jahre vor einem Fleckenextrem (Minimum oder Maximum) liegen und in denen weitere solare Bedingungen erfüllt sind, in Mitteleuropa trockener und wärmer als normal sind und übernormalen Luftdruck in Mittel- und Westeuropa aufweisen. Das gleiche gilt in den meisten dieser Jahre auch für den ganzen Sommer und auch für die südlicheren Teile Nordeuropas. Die relative Häufigkeit des Zusammentreffens dieser Großwettererscheinungen mit bestimmten solaren Bedingungen wird als „überzufällig" erwiesen; die Zusammenhänge werden physikalisch gedeutet.

Im dritten Abschnitt wird ein überzufälliger Zusammenhang des Verlaufs der Sonnenflecken vom Vorwinter bis zum Herbst mit dem Temperaturgepräge des Folgewinters in Mitteleuropa dargestellt und erklärt.

Im vierten Abschnitt wird aus der zur Erklärung der Doppelschwankung des Großwetters innerhalb des Sonnenfleckenzyklus aufgestellten Hypothese eine logische Folgerung gezogen, die sich auf die Stärke der zonalen Zirkulation in den gemäßigten Breiten in der Höhe der 500 mb-Fläche *vor* einer länger anhaltenden Vermehrung der Sonnenflecken bis zur nächsten Sonnenrotation bezieht. Es wird festgestellt, daß diese rein theoretisch gezogene Schlußfolgerung in der Wirklichkeit mindestens im Winterhalbjahr tatsächlich erfüllt ist, womit ein neues Argument für die Richtigkeit der aufgestellten Theorie des Einflusses der von der Sonne ausgehenden Strahlungsschwankungen auf das Großwetter gewonnen wird. Die Beeinflussung des Großwetters geschieht nicht durch die korpuskularen Strahlungen der Sonne, die auf ionosphärische Vorgänge und dadurch auch auf den Erdmagnetismus wirken, sondern durch länger anhaltende Intensitätsänderungen der Wellenstrahlung, vor allem der ultravioletten Strahlung der Sonne.

Summary. In the first part objections against the former investigations are refuted. In the second part new arguments are given for the double variation of the large scale weather conditions (Großwetter) in the temperate zone during the sun spot cycle. It is shown that the summers in New England which lie 3 to $1^1/_2$ years before a sun spot minimum are almost without exception warmer than normal, and all midsummers which lie 2,8 to 1,9 years before a sun spot extremum (minimum or maximum) and in which further solar conditions are satisfied are drier and warmer than normal in Central Europe and show supernormal atmospheric pressure in Central and Western Europe. The same is true during most of the years also for the whole summer and also for the more southern parts of Northern Europe. The relative frequency of meeting of these large scale occurences with certain solar conditions are proved to be beyond chance; the relations are physically interpreted.

In the third part a relation beyond chance of the course of the sun spots from the foregoing winter until autumn with the temperature-character of the following winter in Central Europe is described and explained.

In the fourth part a logical conclusion is drawn from the hypothesis for explaining the double oscillation of the Großwetter within the sun spot cycle. This conclusion regards to the strength of the zonal circulation in the middle latitudes in the height of the 500 mb-area before a longer increasing of the sun spots until the next rotation of the sun. It is stated that this conclusion is fulfilled in the reality. This is a new argument for the correctness of the used theory concerning the influence of the variations of the sun's radiation upon the Großwetter. This influence is not caused by the corpuscular radiations of the sun which have an effect on the ionospheric occurences and by these also on the terrestrial magnetism, but by assiduous changes of the intensity of the undulatory radiation, especially of the ultra-violet radiation of the sun.

Résumé. La première partie de l'article réfute des objections soulevées par les études précédentes. La deuxième partie apporte de nouvelles preuves de la double variation du temps (à grande échelle) de la zone tempérée pendant le cycle des taches solaires. On montre qu'en Nouvelle-Angleterre les étés précédant de 3 à 1,5 ans un minimum de taches sont presque tous trop chauds et que tous les pleins-étés précédant de 2,8 à 1,9 ans un extremum de taches (minimum ou maximum) et pour lesquels d'autres conditions solaires sont remplies sont en Europe centrale trop secs et trop chauds avec pression supra-normale sur le centre et l'Ouest de l'Europe. La même relation existe dans la plupart de ces années également pour tout l'été et dans les régions plus méridionales de l'Europe septentrionale. La fréquence relative de ces conjonctures s'avère comme supérieure à celle du hasard pur; l'auteur en expose les bases physiques.

La troisième partie traite d'une relation signifiante entre l'évolution des taches solaires du début de l'hiver à l'automne et l'allure de la température de l'hiver suivant en Europe centrale.

Dans la quatrième partie, l'auteur tire de l'hypothèse expliquant la variation double du temps dans l'espace du cycle solaire une conséquence logique se rapportant à l'intensité de la circulation zonale aux latitudes moyennes, à l'altitude de la surface de 500 mb, avant l'augmentation durable des taches solaires jusqu'à la rotation suivante du soleil. Il montre que cette conséquence purement théorique se réalise en fait, au moins pendant le semestre hivernal, et qu'elle fournit ainsi un nouvel argument en faveur de la

théorie qui prétend une influence des variations du rayonnement solaire sur la situation météorologique générale. Cette situation n'est pas influencée par le rayonnement corpusculaire du soleil qui intervient dans les phénomènes ionosphériques et dans le magnétisme terrestre, mais bien par les variations à longue période du rayonnement ondulatoire, et avant tout de l'ultra-violet solaire.

I. Bisherige Ergebnisse und Einwände dagegen.

Das wesentliche Ergebnis der neueren Untersuchungen [*1*] über Zusammenhänge zwischen Großwetter und solaren Erscheinungen ist, daß in der gemäßigten Zone im Ablauf der Witterung keine (oder mindestens keine nennenswerte) mit den Sonnenflecken parallel oder entgegengesetzt verlaufende, im Durchschnitt rund elfjährige Schwankung vorhanden ist, sondern daß innerhalb des Sonnenfleckenzyklus eine *Doppel-Schwankung* der Elemente des Großwetters auftritt. Dabei scheint im großen und ganzen nach den bisherigen Untersuchungen um die Zeit der Fleckenextreme die allgemeine atmosphärische Zirkulation oder — vielleicht richtiger ausgedrückt — wenigstens die zonale Komponente der allgemeinen atmosphärischen Zirkulation abgeschwächt zu sein, während sie *zwischen* den Extremen, in der Regel in einer Zeitspanne, die zwischen 3 und $1^1/_2$ Jahren *vor* ihnen liegt, verstärkt ist.

Während diese bereits vor 20 Jahren [*1a* und *1b*] ausgesprochene These zunächst wenig Beachtung fand, sind in den letzten Jahren bei ihrer Unterbauung mit weiteren Beobachtungstatsachen gegen die Stichhaltigkeit der vorgebrachten Argumente Einwände erhoben worden. Auf einige von diesen muß hier wenigstens in Kürze eingegangen werden, ehe im weiteren neue Belege für solare Einflüsse auf die allgemeine atmosphärische Zirkulation und das Großwetter vorgebracht werden.

1. Der erste Einwand betrifft einen Teil des zugrunde liegenden Beobachtungsmaterials, und zwar die wiederholt verwendeten Monatsmittel der Durchschnittstemperatur Mitteleuropas. Cappel [*2*] bemängelt, daß ich bei meinen Untersuchungen bezüglich der Temperatur Mitteleuropas nicht Einzelstationen genommen und zur Mittelbildung „weit entfernte Orte", darunter „eine ozeanische ... und eine kontinental gelegene Station" verwendet habe. Ich muß sagen: Ich habe es stets als einen Glücksfall empfunden, daß es in Mitteleuropa mehrere Stationen mit bis ins 18. Jahrhundert zurückreichenden, leidlich homogenen Temperaturbeobachtungen gibt, während dies leider in den meisten anderen Ländern und hinsichtlich anderer Wetterelemente nicht der Fall ist. Die Großwettervorgänge sind doch immer großräumig und man kann sie daher mit der Mittelbildung über mehrere Stationen besser erfassen. Das schließt natürlich nicht aus, daß später, wenn erst einmal die großen Gesetzmäßigkeiten erkannt sind, Einzelheiten durch Bearbeitung von Einzelstationen herausgeschält werden. Daß sich eine bessere Zusammenstellung zur Kennzeichnung der mitteleuropäischen Witterung denken läßt als De Bilt + Berlin + Wien, ist sicher richtig. Aber leider können Erfahrungsforschungen nur mit den verfügbaren

Beobachtungen gemacht werden. Es ist jedoch ein vortrefflicher Umstand, daß unter jenen drei Stationen eine ozeanische und eine kontinentale enthalten ist; denn Mitteleuropa ist nun einmal ein Gebiet im Übergangsbereich vom maritimen zum festländischen Klima und seine durchschnittliche Witterung würde durch einseitige Betonung nur des einen Klimaanteils nicht richtig wiedergegeben werden. So würde z. B. eine Mittelbildung über Berlin, Prag und Wien nur die Witterung im östlichen kontinentalen Teil Mitteleuropas wiedergeben. Daß es gelegentlich vorkommt, daß die Abweichung eines Monats- oder Jahreszeitmittels der Temperatur vom langjährigen Mittel in Wien ein anderes Vorzeichen hat als in De Bilt, ist selbstverständlich. Man darf aber die Häufigkeit des Vorkommens verschiedener Vorzeichen der Temperaturabweichung an den drei Stationen nicht überschätzen. Im Zeitraum 1901 bis 1930 waren unter den 30 Januarmonaten nur sieben, die nicht an allen drei Stationen eine gleichsinnige Temperaturabweichung aufwiesen, und in allen Monaten, die im Mittel der drei Stationen eine Abweichung der Temperatur von mehr als $|1{,}0°|$ zeigten, hatten die drei Stationen gleichsinnige Abweichung.

2. Ein methodischer Einwand, der mir allerdings nur aus einer brieflichen Mitteilung bekannt wurde und der sich im besonderen gegen die Tabellen 1 und 2 in [*1d*] und gegen die Tabellen auf S. 963 bis 966 in [*1f*] richtet, ist der, daß man die beobachteten Häufigkeiten z. B. sehr kalter Winter nicht in Klassen teilen dürfe, die nicht-ganzjährigen Abschnitten des Sonnenfleckenzyklus zugeordnet sind, z. B. 2,7 bis 1,2 Jahre vor Minimum, da man die Epochen der Maxima und Minima der einzelnen Sonnenfleckenzyklen nicht mit einer Genauigkeit von $^1/_{10}$ Jahr angeben könne. Dieser Einwand wäre stichhaltig, wenn die gewählten Abschnitte nur $^1/_{10}$ bis $^3/_{10}$ Jahre betragen würden; da die Klassenintervalle in den Tabellen der genannten Veröffentlichungen aber im ungünstigsten Falle 0,5 Jahre betragen, in den meisten Fällen jedoch größer als 1 Jahr sind, so trifft die Unsicherheit in der Bestimmung der Epochen der Fleckenextreme ganz ebenso eine nach ganzen Jahren vorgenommene Klasseneinteilung. Das Jahr 1858 wäre bei solcher Einteilung z. B. nicht zwei, sondern nur ein Jahr vor einem Fleckenmaximum gelegen, wenn die Epoche des Maximums nicht 1860,1, sondern 1859,9 wäre. Anderseits ist der zeitliche Ablauf des Fleckenzyklus aber unabhängig von der irdischen Zeiteinheit „Jahr", so daß es wohl richtiger ist, die Klasseneinteilung den tatsächlichen Beobachtungen anzupassen. Da nach den bisherigen Ergebnissen anzunehmen ist, daß die Abschnitte im Sonnenfleckenzyklus, während deren entweder die Gesamtsonnenstrahlung oder die Ultraviolettstrahlung der Sonne klar gesteigert oder abgeschwächt ist, verhältnismäßig kurz sind, im übrigen die Strahlung jedoch unregelmäßigeren, vorläufig nicht durch Regeln erfaßbaren Schwankungen unterworfen ist, so kann man die Abschnitte gesteigerter oder geschwächter Sonnenstrahlung bzw. gesteigerter oder geschwächter irdischer atmosphärischer Zirkulation sicherlich nicht richtig erfassen, wenn man nur nach der Jahreszahl ein, zwei, drei usw. Jahre vor oder nach einem

Sonnenfleckenextrem unterscheidet. Das ist schon deshalb nicht möglich, weil je nach der Länge des einzelnen Zyklus und der Intensität des Maximums die Strahlungsschwankungen verschieden sind.

3. Aus diesem Grunde ist aber auch der Einwand von Van der Bijl [*3*] nicht durchschlagend, daß die graphische Darstellung des mittleren Luftdrucks im Juli in De Bilt in Abhängigkeit von der *ganz*jährigen Entfernung der Jahresmitte vom nächstgelegenen Sonnenfleckenextrem für die einzelnen Fleckenzyklen ein recht verschiedenartiges Bild ergebe. Es ist ein Unterschied, ob man die Darstellung der Abhängigkeit bestimmter Witterungserscheinungen von der Stellung des Jahres im Sonnenfleckenzyklus, wie in [*1d*] und [*1f*] geschehen, unter Mittelung über mehrere Sonnenfleckenzyklen zu einer vorläufigen Orientierung und Herausarbeitung einer Arbeitshypothese benutzt oder ob man in ihr einen „Beweis" sehen will. Außerdem bedeutet die Beschränkung auf den Juli eine ungerechtfertigte Einengung der Beziehung, die von mir stets als für den Durchschnitt des Hochsommers (Juli und August) geltend dargestellt worden ist.

4. Von grundsätzlicher Bedeutung ist der Van der Bijlsche Einwand [*3*] bezüglich des „Selektionseffekts". Man muß hier unterscheiden zwischen einer willkürlichen Auswahl, die nur getroffen wird, um ein möglichst günstiges Ergebnis zu erzielen, was selbstverständlich unzulässig ist, und einer Auswahl, die von physikalischen Überlegungen oder von bisherigen Erfahrungstatsachen ausgeht und bei der nur die Grenzziehung aus dem Beobachtungsstoff selbst ermittelt wird.

Nehmen wir als Beispiel die sehr kalten Winter (mit einer negativen Temperaturabweichung von mehr als 1,8° C) in Mitteleuropa in ihrer Lage innerhalb des Sonnenfleckenzyklus. Wir bestimmen für den 1. Januar eines jeden Winters seine Entfernung vom nächstgelegenen Sonnenfleckenextrem und teilen diese zeitlichen Entfernungen in Klassen von je $^1/_2$ Jahr Breite ein. Ordnen wir dann jeder Klasse die Anzahl der in sie fallenden Winter überhaupt und der unter ihnen befindlichen sehr kalten Winter Mitteleuropas im besonderen zu, so erhalten wir für den 200jährigen Zeitraum 1753 bis 1952 nachstehende Tabelle 1. Dabei standen für die Jahre vor 1775 nur die Temperaturbeobachtungen von Berlin und Zwanenburg, reduziert auf Utrecht-De Bilt, zur Verfügung (vgl. [*4*], S. 150).

Bei dieser Tabelle springt sofort die Häufung sehr kalter Winter um das Fleckenmaximum, genau von 0,5 Jahre vor bis 1,0 Jahre nach dem Maximum, und ein langer Zeitraum mit vielen Wintern von 1,1 Jahre nach dem Maximum bis 3,6 Jahre vor dem Minimum in die Augen, in welchem sich ein einziger sehr kalter Winter ereignete. Da es in vorausgegangenen Untersuchungen bereits wahrscheinlich gemacht wurde, daß um die Fleckenextreme die zonale Komponente der allgemeinen atmosphärischen Zirkulation meistens geschwächt ist, womit die Möglichkeit des Auftretens sehr kalter Winter in Mitteleuropa um diese Zeit begünstigt wird, so ist es durchaus berechtigt und keine unzulässige „Selektion", wenn man den Zeitraum 0,5 Jahre vor bis 1,0 Jahre nach

Tabelle 1.

Zeitlicher Abstand der *sehr kalten Winter in Mitteleuropa* (Abweichung der Temperatur im zeitlichen und räumlichen Mittel $< -1{,}8°$ C) vom *nächstgelegenen Sonnenfleckenextrem*, 1753 bis 1952. Die Winter sind mit der Jahreszahl des zugehörigen Januar bezeichnet.

	Gesamtzahl der Winter	Darunter sehr kalte Winter	Rel. Häufigkeit sehr kalter Winter
3,5—3,1 Jahre vor Fleckenmax.	1	0	
3,0—2,6 „ „ „	1	0	
2,5—2,1 „ „ „	6	1803, 1814	
2,0—1,6 „ „ „	4	0	
1,5—1,1 „ „ „	13	1760, 1847	
1,0—0,6 „ „ „	5	1829	
0,5—0,1 „ „ „	13	1805, 1848, 1947	
0,0—0,5 „ nach „	7	1830, 1871	29,0%
0,6—1,0 „ „ „	11	1789, 1838, 1895, 1929	
1,1—1,5 „ „ „	7	0	
1,6—2,0 „ „ „	11	0	
2,1—2,5 „ „ „	6	0	
2,6—3,0 „ „ „	10	1940	
3,1—3,5 „ „ „	2	0	2,3%
3,6—4,0 „ „ „	3	0	
4,1—4,5 „ „ „	—	—	
4,6—5,0 „ „ „	1	0	
4,5—4,1 „ vor Fleckenmin.	1	0	
4,0—3,6 „ „ „	2	0	
3,5—3,1 „ „ „	5	1795, 1820, 1941	
3,0—2,6 „ „ „	8	0	
2,5—2,1 „ „ „	7	1841, 1865, 1942	
2,0—1,6 „ „ „	10	0	
1,5—1,1 „ „ „	8	0	
1,0—0,6 „ „ „	10	1784, 1855	
0,5—0,1 „ „ „	8	1755, 1823	
0,0—0,5 „ nach „	13	0	
0,6—1,0 „ „ „	6	1799	
1,1—1,5 „ „ „	11	1768, 1845, 1880, 1891	28,6%
1,6—2,0 „ „ „	4	1800	
2,1—2,5 „ „ „	3	0	
2,6—3,0 „ „ „	3	0	
Summe...	200	31	

dem Maximum herausgreift und dem größeren Zeitraum mit wenigen sehr kalten Wintern gegenüberstellt. Ebenso ist es nach dem Ergebnis der Tabelle selbstverständlich, die Grenze zwischen beiden Zeiträumen bei 1,0 nach dem Maximum zu wählen. Natürlich ist es möglich, daß in 100 oder 200 Jahren, wenn weitere Beobachtungen dazugekommen sind, diese Grenze vielleicht ein klein wenig verschoben werden muß. Aber nach dem gegenwärtigen Befund würde die Verlegung der Grenze

nach 0,5 Jahre nach dem Maximum, mitten in den Zeitraum mit vielen sehr kalten Wintern hinein, ebenso abwegig sein wie die Verlegung nach 1,5 Jahre nach Maximum, durch die willkürlich ein Stück von dem Zeitraum ohne sehr kalte Winter abgeschnitten würde.

Die Frage ist nur, ob ein Vorkommen von neun sehr kalten Wintern unter 31 Wintern (= 29,0%) in dem einen durch seine Lage um das Fleckenmaximum ausgezeichneten Zeitraum und das Vorkommen von nur einem sehr kalten Winter unter 43 zwischen den Sonnenflecken-extremen gelegenen Wintern sich mit der Annahme verträgt, daß die Wahrscheinlichkeit des Auftretens sehr kalter Winter in beiden Zeiträumen gleich groß ist. Die Anwendung des Fisherschen H-Kriteriums (vgl. [5] S. 235 und 236) gibt die Antwort: Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß die beobachteten verschiedenen relativen Häufigkeiten sehr kalter Winter bei gleicher Grundwahrscheinlichkeit auftreten, ist 0,000127, also erheblich kleiner als die Restwahrscheinlichkeit des Zufallspielraums.

Dem Einwand, daß die Epochen der Fleckenextreme mit einem Fehler behaftet sind, kann man dadurch Rechnung tragen, daß man diese Epochen noch auf eine zweite Art bestimmt, nämlich durch Feststellung der Minima und Maxima der Fünfmonatsmittel der Sonnenfleckenrelativzahlen (vgl. [5] S. 631 bis 637 und 640 bis 641). Wenn man dann nur diejenigen Winter in Betracht zieht, die sowohl in bezug auf die Wolf-Wolferschen als auch auf die Fünfmonatsmittelextreme in die Abschnitte 0,5 vor bis 1,0 Jahre nach Maximum und 1,1 nach Maximum bis 3,6 vor Minimum fallen, dann verringert sich etwas die Anzahl der Winter überhaupt und die Anzahl der sehr kalten Winter. Man erhält $^{7}/_{27}$ statt $^{9}/_{31}$ und $^{1}/_{41}$ statt $^{1}/_{43}$. Aber auch mit diesen relativen Häufigkeiten ergibt sich die Wahrscheinlichkeit dafür, daß hinter den verschiedenen Häufigkeiten eine gleichbleibende Grundwahrscheinlichkeit steht, erheblich kleiner als 0,0027 (vgl. [5] S. 236). Auf Grund dieses Ergebnisses ist es daher durchaus berechtigt anzunehmen, daß der Eintritt sehr kalter Winter in Mitteleuropa von der Lage des Winters im Sonnenfleckenzyklus nicht völlig unabhängig ist.

II. Neue Belege der Doppelschwankung des Großwetters innerhalb des Sonnenfleckenzyklus.

a) Warmer Sommer 3,0 bis 1,5 Jahre vor Sonnenfleckenminimum in Neuengland.

Die trockenen Hochsommer Mitteleuropas, die zwischen 3,0 und 1,5 Jahren vor einem Sonnenfleckenextrem liegen, sind zum mindesten im europäischen Raum mit einer Polwärtsverlagerung des subtropischen Hochdruckgürtels verbunden. Das zeigt deutlich die Tabelle 2. In allen darin enthaltenen 12 Jahren des Zeitraums 1871 bis 1952, in denen der Hochsommer (auf normalen Abstand der Sonnenfleckenextreme

reduziert[1]) 3,0 bis 1,5 Jahre vor einem Fleckenextrem lag und dabei in Deutschland (im Mittel von 14 Stationen, vgl. [11]) trockener als normal war, lag der Mittelwert des Luftdrucks im Hochsommer (Juli und August) in Edinburgh, De Bilt, Berlin und Wien über dem Regelwert.

Tabelle 2.

Niederschlags- und Luftdruckabweichungen in *Hochsommern*, die in Deutschland trockener als normal waren und deren auf normalen Abstand der Sonnenfleckenextreme reduzierter Abstand vom folgenden Fleckenextrem zwischen 3,0 und 1,5 Jahre betrug.

Jahre	Red. Abstand des Hochsommers vom folgenden Fleckenextrem Jahre	Niederschlagsabw. d. Hochsommers in Deutschland in Ltr./m²	Luftdruckabweichungen $^1/_2$ (VII + VIII) in mb			
			Edinburgh	De Bilt	Berlin	Wien
1875	2,7 vor Minimum	— 8	+ 4,0	+ 1,2	+ 0,4	+ 0,3
76	1,9 vor Minimum	— 42	+ 2,0	+ 1,9	+ 3,3	+ 1,3
87	2,4 vor Minimum	— 40	+ 1,6	+ 2,0	+ 2,0	+ 0,8
92	1,6 vor Maximum	— 57	+ 0,8	+ 0,3	+ 0,3	+ 0,3
98	2,7 vor Minimum	— 26	+ 3,4	+ 2,3	+ 1,9	+ 1,6
99	1,9 vor Minimum	— 41	+ 5,9	+ 2,1	+ 2,7	+ 1,9
1904	1,9 vor Maximum	— 81	+ 2,3	+ 2,9	+ 2,4	+ 1,4
11	1,9 vor Minimum	— 95	+ 4,9	+ 4,5	+ 3,7	+ 2,7
21	2,3 vor Minimum	— 64	+ 0,6	+ 0,8	+ 0,8	+ 0,3
32	1,6 vor Minimum	— 20	+ 1,4	+ 0,4	+ 0,7	+ 0,3
35	2,4 vor Maximum	— 56	+ 2,8	+ 2,1	+ 1,5	+ 0,9
52	$2^1/_2$—2 vor Minimum	— 22	+ 0,6	+ 1,1	+ 0,4	+ 1,3

In vielen dieser durch ihre Lage im Fleckenzyklus ausgezeichneten Hochsommer liegt rings um die ganze Nordhalbkugel nördlich der normalen Lage der subtropischen Hochdruckzellen, teilweise auch in diesen, ein breites Band positiver Druckabweichung. Das war z. B.

[1] Die Reduktion des zeitlichen Abstands von den Sonnenfleckenextremen auf normalen Abstand der Extreme (Minimum bis Maximum 4,6 Jahre, Maximum bis Minimum 6,5 Jahre) hat den Vorteil, daß dadurch die Unregelmäßigkeiten der Sonnenfleckenzyklen, die sicher auf die für die betrachteten Erscheinungen verantwortlichen Strahlungsschwankungen von Einfluß sind, ausgeglichen werden. Im vorliegenden Falle kommt dadurch der trockene Hochsommer 1898, der 3,2 vor einem Minimum lag, und der trockene Hochsommer 1932, der 1,3 Jahre vor einem Minimum lag, noch in den Kreis der Betrachtung. Das ist sachlich berechtigt, weil in der langen Abstiegszeit vom Maximum 1894,1 bis zum Minimum 1901,7 die Zeitspanne verstärkter Sonnenstrahlung — was auch aus dem Verlauf des Großwetters hervorgeht — offenbar verlängert, während des kurzen Abstiegs vom Maximum 1928,4 bis zum Minimum 1933,8 aber verkürzt und näher an das Minimum gerückt war (vgl. hierzu Abb. 2 in [*1d*]). Für weiter zurückliegende Zyklen, für welche der Zeitpunkt der Fleckenextreme mit einem größeren Fehler behaftet ist, empfiehlt sich diese Reduktion allerdings nicht, weil durch sie die zeitliche Unsicherheit von *zwei* Fleckenextremen in die Rechnung einginge.

sehr eindrucksvoll im Juli 1952, der zwischen zwei und drei Jahren vor einem Fleckenminimum lag, der Fall [6], das traf aber auch, wie Abb. 1 zeigt, im Juli 1921 zu. Diese Geschlossenheit eines Ringes positiver Druckabweichung ist jedoch in den betrachteten Hochsommern nicht immer gegeben. Man darf nicht vergessen, daß es sich bei den solaren Einflüssen auf das Großwetter ja nicht um irgendwelche Kraftwirkungen

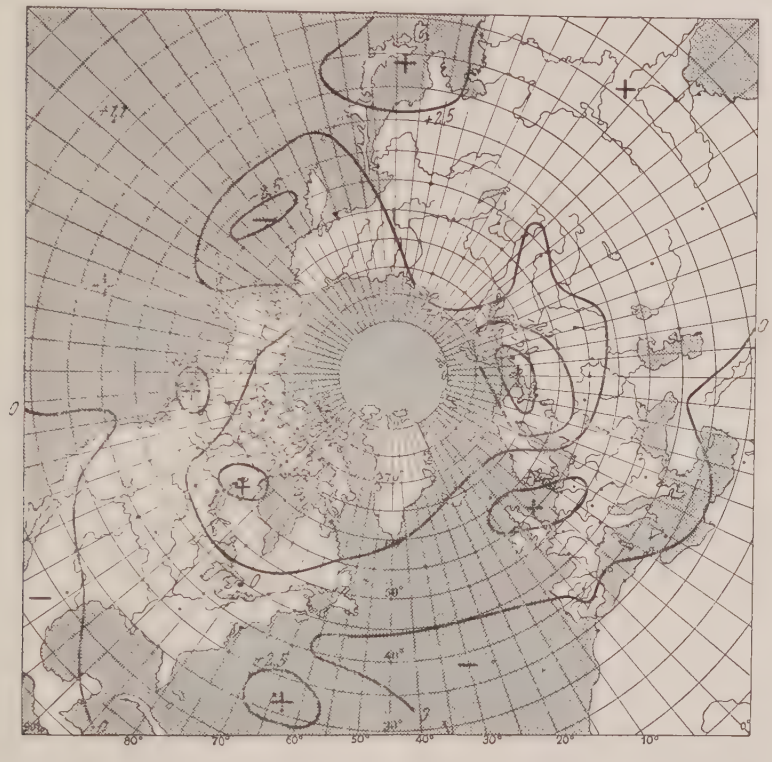


Abb. 1. Abweichung des mittleren Luftdruckes im **Juli 1921** vom langjährigen Mittelwert in Millibar. (Berechnet nach Réseau mondial und Northern Hemisphere Historical Weather Maps.)

auf einen starren Körper handelt, sondern um Wirkungen auf ein System, das seine eigenen Gesetze hat. Je nach Phase der allgemeinen atmosphärischen Zirkulation und ihrer Teile, welche eine Änderung der Sonnenstrahlung antrifft, wird daher die Wirkung mindestens dem Grade nach verschieden sein.

Aber auch dann, wenn der Ring positiver Druckabweichung keine örtliche Unterbrechung erfährt, bleibt infolge der Land- und Meerverteilung die Zellenstruktur des Hochdruckgürtels doch erhalten. Das geht deutlich aus Abb. 2 hervor, welche die mittlere Luftdruckverteilung des gleichen Monats darstellt, von dem Abb. 1 die Abweichung dieser

Luftdruckverteilung von der normalen Juliverteilung zeigt. Das atlantische und das pazifische Hoch sind allseits mächtig ausgedehnt, ihre Kerne sind polwärts verlagert, vom Azorenhoch reicht sogar ein Ausläufer bis nach Kirgisien. Infolge der positiven Druckanomalie sind die sommerlichen kontinentalen Tiefdruckgebiete stark eingeschränkt, aber sie sind doch noch vorhanden.

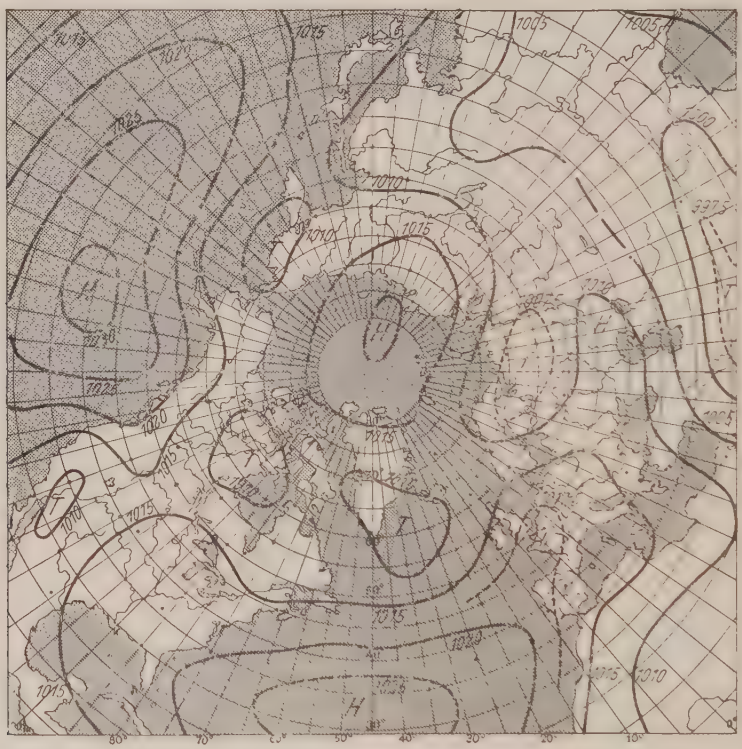


Abb. 2. Mittlere Luftdruckverteilung im **Juli 1921** in Millibar. (Berechnet aus Northern Hemisphere Historical Weather Maps.)

Die *nordöstlichen Staaten der USA*, die man unter dem Namen Neuengland zusammenfaßt, liegen normalerweise im Sommer nördlich des subtropischen Hochdruckgürtels oder an dessen Nordrand. Wenn dieser daher verstärkt und polwärts verschoben ist, befinden sie sich in dem Gürtel oder, wenn er über dem amerikanischen Kontinent unterbrochen ist, westlich der nordatlantischen Hochdruckzelle. Daraus ergibt sich folgendes: Man kann nicht erwarten, daß alle Hochsommer oder Sommer, die zwischen 3,0 und 1,5 Jahren vor einem Fleckenextrem liegen und durch eine Verstärkung und Polwärtsverschiebung der subtropischen Hochdruckzellen ausgezeichnet sind, in Neuengland trocken sind, weil es ganz

darauf ankommt, wie weit das atlantische Hoch nach Westen reicht. Aber man kann erwarten, daß sie wärmer als normal sind: Liegt Neuengland an der Mehrzahl der Tage noch ganz im Bereich der westlichen Ausläufer des nordatlantischen Hochdruckgebiets (wie z. B. im Juli 1952), dann ist es infolge Einstrahlung wärmer als normal, gleichzeitig auch zu trocken. Endet aber der hohe Druck vor der Ostküste Neuenglands, dann ist der Monat oder der Sommer im allgemeinen zu naß, aber gleichfalls wärmer als normal, und zwar in diesem Falle nicht durch Einstrahlung sondern durch Advektion: das ost-westliche Druckgefälle ist mit südlicher Luftzufuhr verknüpft.

Wir können daher die Sommertemperatur von Neuengland, vertreten durch New Haven, von dem eine bis ins 18. Jahrhundert zurückreichende Temperaturreihe zur Verfügung steht, als Kriterium dafür nehmen, ob tatsächlich in einem bestimmten Zeitraum vor den Fleckenextremen der subtropische Hochdruckgürtel über dem Nordatlantik verstärkt und polwärts verlagert ist. In Mitteleuropa sind die Untersuchungen über die Doppelschwankung des Großwetters innerhalb des Sonnenfleckenzyklus im Sommer wegen des häufig zu beobachtenden Witterungsgegensatzes von Juni und Hochsommer (vgl. [7] S. 34) auf diesen beschränkt worden. In Neuengland besteht kein so ausgeprägter Gegensatz zwischen Juni und Hochsommer, so daß die Untersuchung mit den mittleren Temperaturen des ganzen Sommers angestellt werden kann.

Für die vor den Sonnenfleckenmaxima gelegenen Sommer ergibt sich aus dem bisherigen Beobachtungsstoff keine überzufällige Häufigkeit warmer Sommer in New Haven, auch dann nicht, wenn man den Zeitraum 3,0 bis 1,5 Jahre vor Extrem etwas einengt und Sommer, in denen die Sonnenfleckenrelativzahlen bereits sehr hohe Werte erreicht haben, wegläßt, was mit Rücksicht auf den raschen Anstieg vom Minimum zum Maximum in manchen Zyklen unbedingt erforderlich ist.

Dagegen ergibt sich, wie Tabelle 3 ausweist, für die Jahre, deren Mitte zwischen 3,0 und 1,5 Jahren vor einem Fleckenminimum liegt, eine überzufällige Häufigkeit von Sommern mit positiver Temperaturabweichung in New Haven. Von den im ganzen 21 Sommern des Zeitraums 1781 bis 1952, die in den genannten Abschnitt des Fleckenzyklus fielen und von denen Temperaturbeobachtungen von New Haven zur Verfügung stehen, waren 19 ($= 90{,}5\,\%$), die — bezogen auf den Mittelwert 1801 bis 1930 — wärmer als normal waren. Da die relative Häufigkeit von Sommern, die in bezug auf diesen Mittelwert eine positive Abweichung der Temperatur zeigten, im ganzen Beobachtungszeitraum (1780 bis 1952) $54\,\%$ beträgt, liegt nach Tabelle 185 in [5] die obere Grenze des zweiseitigen Zufallspielraums (für $N = 21$) bei $87{,}5\,\%$. Die Grenze des (der vorliegenden Fragestellung angemesseneren) einseitigen Zufallspielraums mit einer Restwahrscheinlichkeit von 0,0027 für größere Werte liegt bei $54{,}0 + (87{,}5 - 54{,}0) \cdot 0{,}9274 = 85{,}0\,\%$. Die beobachtete relative Häufigkeit warmer Sommer kann daher nicht mehr durch Zufall erklärt werden.

Für Albany, das zwar infolge seiner Zugehörigkeit zum Staate New York zu den Middle Atlantic States zählt, tatsächlich aber nördlich von

New Haven liegt und daher in dem hier in Betracht kommenden Sinne zum Nordosten der USA gehört, ergibt sich die relative Häufigkeit warmer Sommer im Abschnitt 3,0 bis 1,5 Jahre vor Fleckenminimum zu $^{16}/_{17} = 94\%$, also erheblich überzufällig.

Tabelle 3.

Abweichungen der *mittleren Sommertemperatur* in *New Haven*, Connect. und *Albany*, N. Y. in Sommern, die 3,0 bis 1,5 Jahre vor einem Sonnenfleckenminimum lagen.

Jahr	Abstand vom folgenden Fleckenminimum in Jahren	Temperaturabweichungen in °F	
		New Haven	Albany
1782	2,2	+ 1,3	.
95	2,8	?	.
96	1,8	+ 0,3	.
1808	2,1	+ 0,3	.
20	2,8	+ 0,1	+ 3,0
21	1,8	— 0,5	+ 1,1
31	2,4	+ 3,2	+ 2,0
40	3,0	+ 1,2	+ 0,7
41	2,0	+ 2,2	+ 1,8
53	2,5	— 1,1	+ 0,5
54	1,5	+ 1,0	+ 2,3
64	2,7	+ 2,9	+ 1,7
65	1,7	+ 1,1	+ 0,7
76	2,4	+ 4,8	+ 2,8
87	2,1	+ 0,1	+ 1,7
99	2,2	+ 0,1	+ 1,8
1911	2,1	+ 0,6	+ 0,6
21	2,1	+ 0,6	+ 1,0
31	2,3	+ 2,1	+ 2,0
41	2,7	+ 0,8	+ 0,2
42	1,7	+ 0,9	— 0,7
52	2—3	+ 2,8	+ 1,2

Die Abweichungen beziehen sich bei New Haven auf den Zeitraum 1801 bis 1930, bei Albany auf den Zeitraum 1820 bis 1930, wobei jedoch bei letzterer Station vor der Bildung der langjährigen Mittelwerte, die aus $^1/_3$ ($7^h + 14^h + 21^h$) berechneten, zu hohen Monatsmittel des Zeitraums 1820 bis 1870 auf die aus $^1/_2$ (tägliches Maximum + tägliches Minimum) gebildeten Mittelwerte des Zeitraums 1874 bis 1930 reduziert wurden. Beobachtungen von Albany standen von 1871 bis 1873 nicht zur Verfügung. Quellen: [*8*] und [*9*].

b) Trockener und warmer Hochsommer in Mitteleuropa 2,8 bis 1,9 Jahre vor einem Fleckenminimum oder -maximum.

Der Zeitabschnitt 3,0 bis 1,5 Jahre vor einem Fleckenextrem, wie er in der vorausgehenden Untersuchung a) verwendet wurde, ist durch

die Benutzung von halbjährigen Abschnitten wie in Tabelle 1 entstanden. Ursprünglich [*1a*, *1b*] bildeten die in die Augen springenden sehr trockenen Hochsommer 1868, 1876, 1887, 1899, 1904, 1911 und 1921, die in dem engen Bereich zwischen 2,4 und 1,9 Jahren vor einem Fleckenextrem lagen, den Ausgangspunkt der Untersuchungen. Die Grenzen 3,0 und 1,5 Jahre können nur als vorläufige angesehen werden. Insbesondere erscheint, wie schon erwähnt, dieser Zeitraum im aufsteigenden Ast des Sonnenfleckenzyklus zu lang, weil in manchen Zyklen die Anstiegszeit vom Minimum zum Maximum der Sonnenflecken nur rund drei Jahre beträgt.

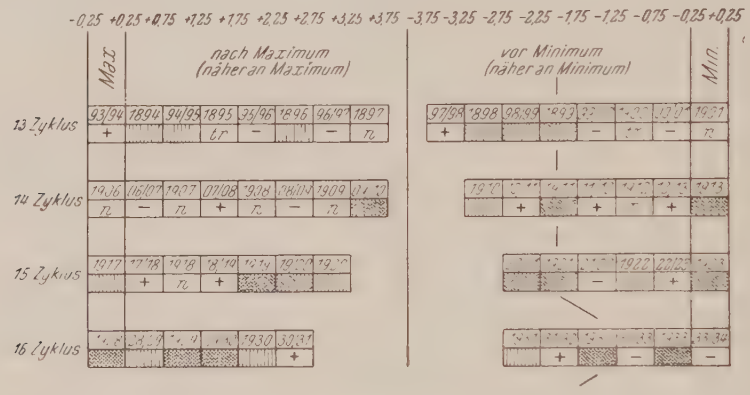
Mangels näherer Kenntnis der Gründe für den verschiedenen Ablauf der Fleckenzyklen kann die Bestimmung des Zeitraums, in welchem — vermutlich infolge vermehrter Ultraviolett- und Wärmestrahlung der Sonne [*1a*, *1d*, *1f*] — die planetarische, zonale Zirkulation gesteigert ist, nur aus der Erfahrung gewonnen werden. Dabei wird es gut sein, auch auf die Fleckenzahl zu achten, da es auf Grund der Annahme, daß die Doppelschwankung der Ausstrahlung der Sonne in den Weltraum durch eine Parallelität der Absorption der Photosphärenstrahlung in der Sonnenatmosphäre mit den Sonnenflecken zustande kommt [*1a*], zu vermuten ist, daß die vermehrte Sonnenstrahlung bei hoher Fleckenzahl im allgemeinen nicht mehr oder noch nicht eintritt.

Wie Tabelle 4 ausweist, ergibt sich für den europäischen Raum, daß in Jahren, deren Mitte (1. Juli) zwischen 2,8 und 1,9 Jahren vor einem Sonnenfleckenextrem lagen und in denen das Fünfmonatsmittel der Sonnenfleckenrelativzahlen (r_Y) von März bis Juli kleiner als 32,0 war, mit einer einzigen Ausnahme der Hochsommer in Mitteleuropa bei positiver Luftdruckabweichung in Edinburgh und Wien zu trocken und wärmer als normal war. Fast in allen diesen Jahren war der Hochsommer auch in Kopenhagen und in Uppsala wärmer als normal. Die eine Ausnahme — bezüglich Temperatur und Niederschlag Mitteleuropas —, der Hochsommer 1931, kann damit, wenn nicht unmittelbar erklärt, so doch verständlich gemacht werden, daß dieser Hochsommer, wie aus Abb. 3 hervorgeht, ganz am Anfang der zweiten Hälfte des absteigenden Astes des Fleckenzyklus stand; im Gegensatz zu den Hochsommern 1899, 1911 und 1921 und allen übrigen vor einem Minimum gelegenen Hochsommern der Tabelle 4 war noch der unmittelbar vorangegangene Winter dem Sonnenfleckenmaximum näher als dem Minimum. Deshalb kann vermutet werden, daß die Zeit gesteigerter Sonnenstrahlung im Sommer 1931 noch nicht begonnen hatte. Diese Annahme wird auch durch die Solarkonstantenbeobachtungen um diese Zeit gestützt. Nach Abb. 2 in [*1d*] traten die hohen Werte der Solarkonstante erst von Herbst 1931 bis Frühsommer 1932 auf.

Es wäre also durchaus berechtigt, den Hochsommer 1931 auszuschalten. Aber selbst wenn man dies nicht tut, bleibt die relative Häufigkeit von $^{13}/_{14}$ trockener und warmer Sommer immer noch außerhalb des Zufallspielraums (Grenze des einseitigen Zufallspielraums bei 85,3%).

Ebenso ist die relative Häufigkeit von Hochsommern mit positiver oder höchstens 0,1 mb betragender negativer Druckabweichung in Edinburgh nicht mehr als „Zufall" erklärbar.

Nimmt man auch noch die Hochsommern dazu, die nur 1,7 bis 1,8 Jahre vor einem Fleckenextrem lagen, und die, denen ein $r_V > 32{,}0$, jedoch $< 45{,}0$ voranging, wobei aber dann die Forderung gestellt werden muß,


-0,25 +0,25 +0,75 +1,25 +1,75 +2,25 +2,75 +3,25 +3,75 -3,75 -3,25 -2,75 -2,25 -1,75 -1,25 -0,75 -0,25 +0,25
Max
nach Maximum (näher an Maximum)
vor Minimum (näher an Minimum)
Min
13 Zyklus
14 Zyklus
15 Zyklus
16 Zyklus

▭	Winter in Mitteleuropa sehr mild (Temp. Abw. $> +1{,}8°$ C) oder Hochsommer in Deutschland sehr trocken (Niederschlagsabw. $\leqq -20$ Ltr./qm).	im Durchschnitt verstärkte planetarische Zirkulation (in Europa)
+	Temp. Abw. im Winter in Mitteleuropa + 0,1 bis + 1,8° C.	
tr	Niederschl. Abw. in Deutschland im Hochsommer —1 bis —19 Ltr./qm.	
n	Niederschl. Abw. in Deutschland im Hochsommer + 1 bis + 19 Ltr./qm.	im Durchschnitt abgeschwächte planetarische, verstärkte monsunale Zirkulation (in Europa)
—	Temp. Abw. im Winter in Mitteleuropa —0,1 bis —1,8° C.	
▭	Winter in Mitteleuropa sehr kalt (Temp. Abw. $< -1{,}8°$ C) oder Hochsommer in Deutschland sehr naß (Niederschlagsabw. $\geqq +20$ Ltr./qm).	

Zeichenerklärung: Doppelte Jahreszahlen, z. B. 93/94, geben Winter an, Jahreszahlen mit der Jahrhundertzahl, z. B. 1894, Sommer bzw. Hochsommer.

Abb. 3. Witterungsgepräge der Winter und Hochsommer in Mitteleuropa im absteigenden Ast des 13., 14., 15. und 16. Sonnenfleckenzyklus. Quelle: [11].

daß der Abstand vom vorausgegangenen Sonnenfleckenextrem mehr als 2,0 Jahre beträgt — um den Fall besonders raschen Anstiegs der Sonnenflecken auszuschließen —, dann kommen, wie Tabelle 4a zeigt, zwar noch zwei extrem trockene Hochsommer in den Kreis der Betrachtungen, aber auch zwei leicht zu nasse, die allerdings beide trockenen Sommern angehörten. Schließt man den Hochsommer 1931 aus, was nach dem oben Gesagten berechtigt ist, so bleiben in Tabelle 4 und 4a zusammen 19 Hochsommer, die alle zu trocken oder höchstens um 3 ltr/m² zu naß und von

denen 16 zu warm waren. Beide relative Häufigkeiten liegen außerhalb des Zufallspielraums. In Wien war, soweit Beobachtungen vorliegen, in allen Jahren der Tabellen 4 und 4a mit Ausnahme des Jahres 1931 der mittlere Luftdruck im Hochsommer höher als normal oder gerade normal. Auch diese Tatsache kann nicht mehr durch Zufall erklärt werden.

Tabelle 4.

Großwetter in Europa in Hochsommern (Juli + August), die zwischen 2,8 und 1,9 Jahren vor einem Sonnenfleckenextrem lagen und denen eine mittlere Sonnenfleckenrelativzahl von März bis Juli ($\bar{r}_v$) kleiner als 32,0 vorausging (Zeitraum 1801 bis 1952).

Jahr	Abstand vom folgenden Extrem	$\bar{r}_v$	Niederschlagsabw. Dtschl. Ltr./m²	Luftdruckabw.		Temperaturabweichungen		
				Edinburgh mb	Wien mb	Mitteleuropa °C	Kopenhagen °C	Uppsala °C
1808	2,1 vor Min.	9,2	— 28	+ 1,8	.	+ 2,1	+ 2,6	.
14	1,9 „ Max.	13,7	— 40	+ 0,8	.	+ 0,4	+ 0,4	.
20	2,8 „ Min.	16,9	— 4	— 0,1	.	+ 0,2	— 0,4	.
34	2,7 „ Max.	6,1	— 22	+ 1,0	.	+ 2,9	+ 3,9	.
57	2,6 „ Max.	16,7	— 28	+ 2,5	+ 0,6	+ 1,8	+ 1,3	+ 1,6
68	2,1 „ Max.	29,9	— 39	+ 0,8	0,0	+ 1,9	+ 2,3	+ 2,6
76	2,4 „ Min.	11,1	— 42	+ 2,0	+ 1,3	+ 0,8	+ 0,6	+ 0,5
87	2,1 „ Min.	14,0	— 40	+ 1,6	+ 0,8	+ 0,5	+ 0,1	0,0
99	2,2 „ Min.	14,8	— 41	+ 5,9	+ 1,9	+ 0,4	+ 1,2	+ 0,7
1911	2,1 „ Min.	7,8	— 95	+ 4,9	+ 2,7	+ 2,0	+ 1,2	+ 1,0
21	2,1 „ Min.	31,4	— 64	+ 0,6	+ 0,3	+ 1,2	0,0	— 0,6
31	2,3 „ Min.	23,7	+ 95	— 2,1	— 2,0	— 0,4	— 0,4	+ 0,2
35	1,9 „ Max.	28,4	— 56	— 2,8	— 0,9	— 0,5	— 0,8	+ 0,3
52	2—3„ Min.	30,0	— 22	+ 0,6	+ 1,3	+ 1,0	0,0	— 0,4

Tabelle 4a.

Großwetter in Europa in *Hochsommern*, die zusätzlich zu den in Tabelle 4 aufgeführten hinzukommen, wenn man den Zeitraum auf 1,7 bis 2,8 Jahre vor Sonnenfleckenextrem erweitert und $\bar{r}_v > 32{,}0$, jedoch $< 45{,}0$ zuläßt, falls der Abstand vom vorausgegangenen Sonnenfleckenextrem mehr als 2,0 Jahre betrug.

Jahr	Abstand vom folgenden Extrem	$\bar{r}_v$	Niederschlagsabw. Dtschl. Ltr./m²	Luftdruckabw.		Temperaturabweichungen		
				Edinburgh mb	Wien mb	Mitteleuropa °C	Kopenhagen °C	Uppsala °C
1803	1,7 vor Max.	36,6	— 64	+ 4,8	.	+ 1,3	+ 0,6	.
21	1,8 „ Min.	8,2	— 9	+ 1,6	.	— 1,0	— 1,7	.
53	2,5 „ Min.	41,2	— 19	— 2,9	+ 0,6	— 0,2	— 0,4	.
65	1,7 „ Min.	32,8	+ 3	— 0,2	+ 0,1	+ 0,8	+ 0,2	+ 0,6
1904	1,9 „ Max.	42,4	— 81	+ 2,3	+ 1,1	+ 0,8	+ 0,1	— 0,8
42	1,7 „ Min.	33,8	+ 2	— 1,4	+ 1,2	+ 0,1	+ 0,2	+ 0,2

Tabelle 5 zeigt, daß hinsichtlich des Niederschlagsgepräges und des Luftdrucks in den durch ihre Lage im Fleckenzyklus ausgezeichneten Jahren der Tabellen 4 und 4a, im allgemeinen auch für den Sommer als Ganzes gilt, was für den Hochsommer abgeleitet worden ist. Das ist zum Teil darauf zurückzuführen, daß das Niederschlagsdefizit im Hochsommer so groß war, daß trotz einer übernormalen Junimenge die Gesamtmenge des Sommers doch unternormal, oft beträchtlich unternormal blieb. Anderseits hat aber auch in den betrachteten Jahren hinsichtlich des Niederschlagsgepräges und des Luftdrucks oft kein Gegensatz zwischen Juni und Hochsommer bestanden. Hinsichtlich der Temperatur trat dieser Gegensatz zwar auch nicht immer, aber häufiger auf. Gerade trockenen und warmen Hochsommern gehen oft kühle Juni voraus (z. B. 1803, 1808, 1814, 1820, 1899, 1904, 1911, 1921 und 1952). Man sieht hieraus wieder die Bedeutung der irdischen Gesetzmäßigkeiten (andere Bedeutung hohen Luftdrucks in Edinburgh für die Witterung Mitteleuropas im Juni als im Hochsommer: Wetterwendepunkt um den 22. Juni, [*1f*] S. 914).

In Tabelle 5 ist die relative Häufigkeit der negativen Niederschlagsabweichungen Deutschlands, der positiven Luftdruckabweichungen von Wien und der positiven oder höchstens 0,1 mb betragenden negativen

Tabelle 5.

Niederschlagsabweichungen Deutschlands und mittlere *Luftdruckabweichungen in Edinburgh und Wien* im *Sommer* (Juni + Juli + August) der Jahre der Tabellen 4 und 4a ohne 1931.

Jahr	Niederschlagsabweichung Deutschland (ab 1851 Mittel aus 14 Stat.) Ltr./m²	mittl. Luftdruckabweichung in mb	
		Edinburgh	Wien
1803	— 57	+ 3,5	.
08	— 2	+ 1,9	.
14	— 32	+ 1,9	.
20	+ 9	+ 0,2	.
21	— 10	+ 4,2	.
34	— 25	— 0,1	.
53	+ 22	— 3,2	— 0,7
57	— 65	+ 2,5	+ 0,9
65	— 22	+ 2,9	+ 0,8
68	— 48	+ 1,3	+ 0,8
76	— 43	+ 1,5	+ 0,3
87	— 78	+ 3,7	+ 1,6
99	— 68	+ 5,3	+ 1,2
1904	— 105	+ 2,5	+ 1,5
11	— 115	+ 3,3	+ 2,4
21	— 71	+ 2,9	+ 0,3
35	— 43	+ 0,2	+ 1,5
42	— 16	+ 0,5	+ 1,8
52	— 19	+ 0,1	+ 2,0

Luftdruckabweichungen von Edinburgh wiederum überzufällig groß. Bemerkenswert ist, daß in Tabelle 5 der Sommer 1853 ebenso herausfällt wie in Tabelle 3. Da leider aus diesem Jahre zu wenig Beobachtungen zur Verfügung stehen, läßt sich nicht entscheiden, ob der Grund für diese Abweichung in irdischen oder solaren Besonderheiten zu suchen ist.

Zusammenfassend ergibt sich aus den in den Tabellen 1 bis 5 niedergelegten Beobachtungstatsachen, daß an einer Abhängigkeit des Großwetters von solaren Vorgängen nicht gezweifelt werden kann. Man darf nur nicht in den Fehler verfallen, nun alle irdischen Witterungsanomalien oder gar kleine Einzelereignisse auf solare Vorgänge zurückführen zu wollen. Die Eigengesetze des allgemeinen Luftkreislaufs werden von den Strahlungsschwankungen der Sonne nicht aufgehoben.

III. Kürzere Schwankungen der Sonnenflecken und Wintertemperatur Mitteleuropas.

Nach den bisherigen Ergebnissen besteht um die Sonnenfleckenextreme eine gesteigerte Neigung zu sehr kalten Wintern in Mitteleuropa. Wie aus Tabelle 1 hervorgeht, kommen sehr kalte Winter zuweilen aber auch in größerem Abstand von den Fleckenextremen vor. Ebenso ist es bei den anderen Anomalien: die Beziehungen sind nicht umkehrbar. Dies führt auf die Frage: Wenn außerhalb der um die Fleckenextreme liegenden Zeitspannen (deren Ausmaß durch die Erfahrung festzulegen ist) sehr kalte Winter auch vorkommen, ist das dann eine Folge irdischer Vorgänge oder kommen die solaren Erscheinungen, die um die Fleckenextreme eine Verminderung der zonalen Zirkulation und damit die Neigung zu kalten Wintern hervorrufen, zuweilen auch in anderen Teilen des Fleckenzyklus vor?

Auffallend ist, daß nicht nur vor den strengen Wintern 1829/30 und 1928/29, die in nächster Nähe eines Sonnenfleckenmaximums lagen, sondern auch vor den von einem Fleckenextrem weiter entfernten strengen Wintern 1939/40 und 1941/42 sich die Sonnenfleckentätigkeit vom vorangehenden Winter bis zum Sommer und Spätsommer stets verstärkte, dann aber sich zum Herbst wieder verminderte. Im Sinne unserer Hypothese und unter Berücksichtigung des Umstands, daß die Sonnenfackeln um eine bis zwei Sonnenrotationen langlebiger sind als die Sonnenflecken, könnte man jene Tatsache so deuten, daß während der länger anhaltenden Zunahme der Sonnenflecken auch die Absorption der Photosphärenstrahlung in der Sonnenatmosphäre zunahm, daß diese in der kurzen Zeit der Abnahme zunächst noch nicht wesentlich zurückging, daß aber auf die Abnahme der Sonnenflecken auch eine Abnahme der Fackeln folgte und so im ganzen im folgenden Winter die Ausstrahlung der Sonne in den Weltraum, vor allem auch an ultravioletter Strahlung, geringer war. Von den Jahren 1829 und 1830 stehen noch keine Sonnenfackelbeobachtungen zur Verfügung. In den Wintern 1928/29, 1939/40 und 1941/42 war aber tatsächlich die von Sonnenfackeln bedeckte Fläche im November, Dezember und Januar im Mittel erheblich

(um 732, 341 bzw. 210 Einheiten) kleiner als im vorausgehenden August, September und Oktober [*11*, Tabelle 172].

Bei einer näheren Untersuchung, ob hier ein echter Zusammenhang besteht, muß natürlich berücksichtigt werden, daß das Temperaturgepräge des mitteleuropäischen Winters sehr wesentlich auch von den vorausgegangenen Zirkulationsanomalien abhängt. Insbesondere bestehen zwei Verknüpfungen mit der Zirkulationslage über dem Nordatlantik und über Mitteleuropa im November und Anfang Dezember, die so stramm sind, daß vermutet werden kann, daß sie sich mindestens gegenüber weniger starken Einflüssen von der Sonne her durchsetzen.

Es sind dies erstens die Tatsache, daß auf stark unternormales Luftdruckgefälle Ponta Delgada—Stykkisholm, also abgeschwächte West-Ost-Zirkulation über dem Nordatlantik, im November spätestens im Januar sich wieder eine lebhafte Zonalzirkulation einstellt und daher in 16 von 20 Fällen im Zeitraum 1865 bis 1950 auf ein um mehr als 8,5 mb unternormales Luftdruckgefälle Ponta Delgada—Stykkisholm im November ein milder Winter in Mitteleuropa folgte, und zweitens die Wiederholungsneigung von Westlagen, die im ersten Dezemberdrittel oder in der ersten Dezemberhälfte auftreten, während des Winters [*12*].

Schließlich ist noch zu bedenken, daß möglicherweise bei sehr hoher Fleckenrelativzahl sowohl hinsichtlich der solaren Bedingungen als auch der irdischen Auswirkungen außergewöhnliche Verhältnisse auftreten, welche die sonst geltenden Regeln übertrumpfen. Dieser Gedanke wird u. a. durch die Tatsache nahegelegt, daß die beiden Sommer, die in Fleckenmaximajahre von besonders hoher Fleckenrelativzahl fielen (1778 und 1947), in Mitteleuropa besonders warm (und trocken) waren, während die Sommer in der Nähe der Fleckenmaxima im übrigen, unserer Hypothese entsprechend, in Mitteleuropa in der Regel (zu 75%) kälter als normal waren.

Diesen Überlegungen entsprechend teilen wir alle die Jahre, in denen das Fünfmonatsmittel der Fleckenrelativzahlen im Mai, Juni, *Juli*, August und September um mehr als 4,0 größer war als im vorausgegangenen Dezember, Januar, *Februar*, März und April und in denen weiterhin die mittlere Fleckenrelativzahl im Oktober und November um mehr als 4,0 kleiner war als im August und September in einer Mehrfachkorrelationstabelle auf in Jahre mit Abweichung der Luftdruckdifferenz Ponta Delgada—Stykkisholm XI größer als $-8{,}5$ mb und kleiner als $-8{,}5$ mb, in Jahre mit Temperaturabweichung Berlin 1. bis 10. Dezember $\leq +2{,}5°$ C und $> +2{,}5°$ C und schließlich in Jahre mit Sonnenfleckenrelativzahl $\frac{1}{2}$ (VIII + IX) ≤ 110 und > 110. Jedem dieser Jahre ordnen wir die Temperaturabweichung des Folgewinters in Mitteleuropa, bezogen auf den langjährigen Mittelwert 1761 bis 1950 zu. Das Ergebnis ist in Tabelle 6 dargestellt.

Man sieht daraus: In dem schwarz umrandeten Feld, das 12 Fälle enthält, sind *ausschließlich* Winter mit unternormaler Wintertemperatur enthalten. Diese relative Häufigkeit von 100% liegt weit außerhalb des Zufallsspielraums, dessen obere Grenze (für $p = \frac{1}{2}$, $N = 12$) zweiseitig

auf 95%, einseitig auf 88% fällt. Es ist aber zu beachten, daß selbst der mildeste von den 12 Wintern noch eine negative Temperaturabweichung vom Betrage 0,9 hat. Berücksichtigt man auch diese Tatsache, so ist $p < 1/2$ und dementsprechend liegt die Zufallsgrenze noch erheblich niedriger als für $p = 1/2$.

Tabelle 6.

Mehrfachkorrelationstabelle: Die Tabelle enthält alle Jahre des Zeitraums 1865 bis 1952, in denen die Sonnenfleckenrelativzahlen im Fünfmonatsmittel vom Februar zum Juli um mehr als 4,0 zunahmen und vom August + September auf Oktober + November um mehr als 4,0 abnahmen, und ist nach weiteren (solaren und meteorologischen) Merkmalen unterteilt. Die Zahlen nach der Jahreszahl geben die Temperaturabweichung des darauffolgenden Winters in Mitteleuropa in °C an, bezogen auf das Mittel 1761 bis 1950 [*11*].

Abweichung der Luftdr.-Differenz Ponta D.-Stykk. XI	Sonnenfleckenrelativzahlen $^1/_2$ (VIII + IX) $\leqq 110$		Sonnenflecken-relativzahlen $^1/_2$ (VIII + IX) > 110
	Temperaturabweichung Berlin 1. bis 10. XII. $\leqq +2{,}5°$ C (bezogen auf das Mittel 1766 bis 1950)	Temperatur-abweichung Berlin 1. bis 10. XII. $> +2{,}5°$	
größer als 8,5 mb	1869: —1,3° 1906: —0,9° 1885: —1,3 1908: —1,3 1887: —1,5 1928: —4,2 1890: —3,3 1939: —4,8 1892: —1,7 1940: —2,2 1894: —2,1 1941: —3,4	1880: — 0,4° 1951: + 1,7	1917: + 0,5° 1948: + 1,8
kleiner als — 8,5 mb	1893: + 0,6° 1919: + 2,5	1915: + 3,0°	1937: + 1,2° 1947: + 2,2

Daraus ergibt sich die *Regel*: Wenn die Sonnenfleckenrelativzahlen im Fünfmonatsmittel vom Februar zum Juli um mehr als 4,0 steigen und von August und September auf Oktober und November (jeweils die Summe der beiden Monatsmittel genommen) um mehr als 4,0 fallen, dann ist mit hoher Eintreffwahrscheinlichkeit[1] in Mitteleuropa ein im zeitlichen und räumlichen Mittel zu kalter Winter zu erwarten, wenn

a) die Sonnenfleckenrelativzahl im Mittel der Monate August und September nicht größer als 110 ist,

b) das Novembermittel der Luftdruckdifferenz Ponta Delgada—Stykkisholm nicht um mehr als 8,5 mb unter dem Regelwert liegt,

c) die mittlere Temperatur vom 1. bis 10. Dezember in Berlin nicht mehr als 2,5° C höher als der Regelwert ist.

[1] Über den Begriff „Eintreffwahrscheinlichkeit" vgl. Met. Taschenbuch, Neue Ausgabe, II. Band (1953), S. 196.

Von den Jahren vor 1865 stehen leider keine Luftdruckbeobachtungen von Ponta Delgada zur Verfügung. Es ist aber bemerkenswert, daß von 15 Jahren des Zeitraums 1750 bis 1864, in welchen die in der Regel angegebenen Änderungen der Sonnenfleckenrelativzahlen eintraten und in denen die Bedingung a) erfüllt war, 12 von einem kalten Winter in Mitteleuropa gefolgt waren.

IV. Starke Änderungen der Sonnenfleckenzahl und Anomalien der zonalen Zirkulation in der 500 mb-Fläche.

Die bisherigen Ergebnisse über Zusammenhänge irdischer Witterungserscheinungen mit solaren Vorgängen wurden im wesentlichen induktiv erhalten: aus langjährigen Beobachtungen wurden mit Hilfe der zufallskritischen Statistik Gesetzmäßigkeiten gewonnen, die physikalisch zu deuten versucht wurde. Nun wollen wir den umgekehrten Weg gehen und aus dieser zur Erklärung der Beobachtungstatsachen hypothetisch gebildeten Theorie deduktiv Schlußfolgerungen ziehen und prüfen, ob diese Schlußfolgerungen in der Erfahrungswelt verwirklicht sind. Erst wenn ein Zusammenhang induktiv *und* deduktiv durchgeprüft wurde und sich dabei widerspruchsfrei bewährt hat, kann er als Besitz der Wissenschaft angesehen werden.

Wenn es richtig ist, daß die von der Sonne ausgehende Wellenstrahlung Schwankungen unterworfen ist und daß insbesondere die ultraviolette Strahlung zeitweise erheblich mehr gesteigert ist als die Gesamtwärmestrahlung der Sonne, und wenn es weiterhin richtig ist, daß diese gesteigerte ultraviolette Strahlung in der Weise auf die irdische Witterung wirkt, daß — von der Zeit um das Sommersolstitium abgesehen — die Ozonosphäre der niederen Breiten durch Absorption der ultravioletten Strahlung erheblich erwärmt und der Luftdruck dadurch in niederen Breiten erhöht, damit aber auch das Luftdruckgefälle von niederen nach höheren Breiten in den oberen Luftschichten verstärkt wird [*1f*], dann müßte, bevor die Sonnenfleckenrelativzahlen in einer genügend großen Zahl von Tagen hintereinander bis zur nächsten Rotation stark zunehmen, in diesen Tagen, in denen sie noch relativ geringe Werte aufweisen, die zonale Zirkulation in der 500 mb-Fläche wenigstens in einer sehr großen Zahl von Fällen gesteigert sein. Denn einer starken Zunahme der Sonnenflecken geht eine Zunahme der Sonnenfackeln und damit eine Zunahme der ultravioletten Strahlung voraus, die gerade dann wenig geschwächt in den Weltraum austritt, wenn die Sonnenfleckenzahl relativ gering ist. Die Zeit um das Sommersolstitium, etwa vom 21. Mai bis 21. Juli, ist von diesen Folgerungen auszunehmen, weil in dieser Zeit oder mindestens einem Teil dieser Zeit die Einstrahlung der Sonne in hohen Atmosphärenschichten am Pol größer ist als in den Tropen, so daß die größere Erwärmung in den Tropen und Subtropen und die Steigerung des Luftdruckgefälles in den oberen Schichten nicht eintreten kann, sondern eher in das Gegenteil verkehrt wird. Eine Verstärkung des Luftdruckgefälles in der Ozonosphäre wird sich zwar nicht bis zum Erd-

boden, aber meistens bis zur 500 mb-Fläche durchsetzen können, so daß dann in der gemäßigten Zone die West-Ost-Komponente des geostrophischen Windes in dieser Höhe beschleunigt sein wird.

Die Änderung der Sonnenfleckenzahl muß genau für einen 27tägigen Zeitraum bestimmt werden, weil nach 27 Tagen die Sonne uns wieder die gleiche Hälfte ihrer Oberfläche zuwendet, so daß eine Vermehrung oder Verminderung der Fleckenzahl tatsächlich auf neu entstandene oder verschwundene Sonnenflecken zurückzuführen ist, während bei einer Zeitdifferenz von z. B. nur 15 Tagen eine Vermehrung der Fleckenzahl darauf zurückgeführt werden kann, daß nach 15 Tagen Flecken sichtbar wurden, die vorher auf der uns abgewandten Seite der Sonne waren, also nicht *neu* entstanden sind. Eine mehrere Tage hintereinander fortgesetzte größere positive 27tägige Änderung der Sonnenflecken muß gefordert werden, weil aus energetischen Gründen nur von länger anhaltenden Strahlungsanomalien eine Wirkung auf die allgemeine atmosphärische Zirkulation erwartet werden kann.

Wir setzen als Mindestmaß der 27tägigen Änderung der Fleckenrelativzahlen 31 und als Mindestzahl der Tage, an denen hintereinander ein $\Delta_{27} r > 30$ beobachtet wurde, 6 fest und wollen die Gedankengänge zunächst an einem Beispiel erläutern. Die grundlegenden Einzelbeobachtungen werden in [*13*] veröffentlicht.

In Tabelle 7 sind für die Zeit vom 3. bis 25. Januar 1949 für jeden Tag die Änderungen der Sonnenfleckenrelativzahl zum 27. Folgetag angegeben. Die am 3. Januar eingetragene Zahl + 4 bedeutet, daß die Sonnenfleckenrelativzahl am 30. Januar um 4 größer war als am 3. Januar. Man sieht aus der Tabelle, daß vom 4. bis 24. Januar $\Delta_{27} r$ stets größer als 30 war. In dieser Zeit betrug die West-Ost-Komponente des geostrophischen Windes in der 500 mb-Fläche im Mittel über den ganzen zwischen 50° und 65° gelegenen Zonenmantel der Nordhalbkugel, berechnet aus den für jeden 20. Meridian bestimmten Differenzen des Geopotentials der 500 mb-Fläche in 50° und 65° Breite, + 13,5 m/sec, die Abweichung vom Januarmittel 1949 bis 1951 + 4,2 m/sec. Die Zone 50° bis 65° wurde zunächst gewählt, weil sich aus früheren Untersuchungen ergeben hatte, daß in 500 bis 600 m Höhe die atmosphärische Zirkulation auf der Nordhalbkugel in diesen Breiten am stärksten ist, und weil die zugrunde gelegten Höhenkarten des Zentralamtes für Wetterdienst in Bad Kissingen gerade bis zum 50. Breitenkreis reichen. Wie aus [*13*] hervorgeht, liegt jedoch das Maximum der zonalen Zirkulation in der Höhe der 500 mb-Fläche auf der Nordhalbkugel südlicher, etwa zwischen 40° und 60° Breite. Da aber der 40. Breitenkreis auf den Kissinger Zirkumpolarkarten nur noch zur Hälfte abgebildet ist, kann die Zonalzirkulation im Zonenmantel 40° bis 60° nach diesen Karten nur zur Hälfte erfaßt werden. Es wurde daher ein Kompromißweg eingeschlagen und die mittlere West-Ost-Komponente des geostrophischen Windes für die zwischen 45. und 60. Breitenkreis gelegene Zone berechnet. Hierfür konnten die Differenzen des Geopotentials der 500 mb-Fläche zwischen dem 45. und 60. Breitenkreis in allen Meridianen den genannten Wetter-

karten entnommen werden mit Ausnahme der Meridiane $\lambda = 160°$ W und $\lambda = 180°$.

Für den Zeitraum 4. bis 24. Januar 1949 ergab sich $\bar{v}_\lambda$ (45° — 60°) = = + 14,2 m/sec. Die Abweichung vom fünfjährigen Mittelwert (1949 bis 1953) beträgt + 1,1 m/sec. Wie erwartet, ist also in dem Zeitraum, auf welchen eine starke Zunahme der Sonnenfleckenrelativzahlen bis zur nächsten Sonnenrotation erfolgte, die zonale Zirkulation tatsächlich übernormal gewesen. Es fragt sich nun, ob das auch mindestens in der Mehrzahl der übrigen Fälle zutraf, in denen mehr als 5 Tage hintereinander $\Delta_{27} r$ größer als 30 war.

Aus den in [*13*] veröffentlichten grundlegenden täglichen Beobachtungen ergibt sich, daß in den fünf Jahren 1949 bis 1953 20mal mehr

Tabelle 7.

27tägige Änderung der Sonnenflecken und zonale Zirkulation in der 500 mb-Fläche vom 3. bis 25. Januar 1949.

Tag	$\Delta_{27} r$	$\bar{v}_\lambda$ 50 bis 65° m/sec	$\bar{v}_\lambda$ 45 bis 60° m/sec
3. Januar	+ 4	+ 12,1	+ 11,0
4. „	+ 31	13,1	10,2
5. „	+ 60	12,0	10,4
6. „	+ 62	14,2	14,5
7. „	+ 88	11,7	13,8
8. „	+ 105	13,1	16,1
9. „	+ 94	12,0	13,7
10. „	+ 100	15,6	13,6
11. „	+ 111	16,8	14,7
12. „	+ 80	14,3	14,3
13. „	+ 68	15,4	14,2
14. „	+ 57	14,9	13,2
15. „	+ 68	15,4	15,4
16. „	+ 60	13,2	12,4
17. „	+ 77	14,6	15,5
18. „	+ 55	14,2	15,1
19. „	+ 44	14,0	15,6
20. „	+ 55	15,9	16,1
21. „	+ 51	10,3	16,4
22. „	+ 69	10,9	15,1
23. „	+ 65	11,4	14,9
24. „	+ 41	11,0	12,5
25. „	+ 12	11,0	14,5
Mittel 4. bis 24. Januar		+ 13,5	+ 14,2
Abweichung v. Normalwert		+ 4,2	+ 1,1

In der Spalte $\Delta_{27} r$ ist unter dem 4. Januar die Differenz der Sonnenfleckenrelativzahl am 31. Januar minus derjenigen am 4. Januar eingetragen. Entsprechendes gilt für die anderen Tage. $\bar{v}_\lambda$ = mittlere West-Ost-Komponente des geostrophischen Windes.

als 5 Tage hintereinander $\Delta_{27} r$ größer als 30 war. Von diesen 20 Fällen scheiden vier aus den oben angegebenen Gründen für vorliegende Betrachtung aus, weil sie zwischen 21. Mai und 21. Juli lagen. Von den restlichen 16 Fällen war, wie Tabelle 8 zeigt, in 12 die mittlere West-Ost-Komponente des geostrophischen Windes in der 500 mb-Fläche zwischen 45° und 60° N größer als normal. Die beobachtete relative

Tabelle 8.

Zonale Zirkulation in den Zeiträumen, in denen mindestens 6 Tage hintereinander die Sonnenfleckenrelativzahl am 27. Folgetag um mehr als 30 Einheiten größer war. 1949 bis 1953.

Jahr	Zeitraum	Mittl. West-Ost-Komponente d. geostroph. Windes in der 500 mb-Fläche zwischen 45° und 60° N in m/sec	Abweichung vom fünfjähr. Mittel[1] in m/sec	Bestätigung der Hypothese
1949	4. I. bis 24. I.	+ 14,2	+ 1,1	ja
1949	24. III. „ 30. III.	+ 7,4	— 2,1	nein
(1949	30. V. „ 4. VI.	+ 7,4	— 0,2	—)
(1949	2. VII. „ 9. VII.	+ 7,6	— 0,8	—)
1949	4. VIII. „ 14. VIII.	+ 9,1	+ 0,2	ja
1949	18. X. „ 23. X.	+ 13,6	+ 1,2	ja
1949	25. X. „ 4. XI.[2]	+ 13,5	+ 0,3	ja
1950	2. II. „ 13. II.	+ 12,4	+ 1,6	ja
1950	28. III. „ 3. IV.	+ 11,9	+ 2,7	ja
(1950	29. VI. „ 4. VII.	+ 9,4	+ 1,1	—)
1950	11. XI. „ 16. XI.	+ 15,2	+ 4,0	ja
50/51	28. XII. „ 5. I.	+ 12,3	+ 0,4	ja
1951	13. I. „ 18. I.	+ 14,1	+ 0,2	ja
1951	13. III. „ 23. III.	+ 11,4	+ 2,3	ja
1951	13. III. „ 4. IV.[3]	+ 10,6	+ 1,2	ja
1951	17. IV. „ 26. IV.	+ 7,2	— 1,1	nein
1951	14. VIII. „ 19. VIII.	+ 8,6	— 0,5	nein
1951	21. VIII. „ 30. VIII.	+ 8,9	— 0,8	nein
(1952	1. VI. „ 6. VI.	+ 9,7	+ 2,1	—)
1953	6. III. „ 12. III.	+ 11,0	+ 3,0	ja

[1] In den Monaten September, Oktober, November und Dezember beziehen sich die Abweichungen auf das vierjährige Mittel 1949 bis 1952.

[2] 30. X.: $\Delta_{27} r = + 30$.

[3] 24. III.: $\Delta_{27} r = + 22$.

Häufigkeit von $^{12}/_{16} = 75\%$ liegt aber noch innerhalb des Zufallspielraums. Beschränkt man sich jedoch auf das Winterhalbjahr, so ergibt sich, daß in allen neun Fällen der Tabelle 8, die zwischen 21. September und 23. März[1] lagen, die mittlere West-Ost-Komponente des geostrophi-

[1] Die leichte Verlängerung des Winterhalbjahrs um je 2 Tage am Anfang und Ende geschah mit Rücksicht auf den in Tabelle 8 enthaltenen Zeitraum 13. bis 23. März 1951.

schen Windes größer als im Mittel des Zeitraums 1949 bis 1953 war. Die Wahrscheinlichkeit, daß bei rein zufälliger Auswahl und Unabhängigkeit mit $p_0 = {}^1/_2$ in neun Fällen neunmal eine positive Abweichung beobachtet wird, ist aber $\frac{1}{512} < 0{,}0027$. Die erwartete Steigerung der zonalen Zirkulation in etwa 5500 m Höhe ist also wenigstens im Winterhalbjahr tatsächlich in einer überzufällig großen Zahl von Fällen eingetreten.

Diese Tatsache kann zwar nicht als Grundlage für eine Vorhersage verwendet werden, da wir in unserer heutigen Erkenntnislage nicht vorauszusehen vermögen, wann eine Steigerung der Sonnenfleckenzahl eintreten wird. Sie ist aber eine wichtige Bestätigung der Ausgangshypothese, die anderseits eine Reihe von Regeln zu erklären vermag, die als Teilgrundlagen für Witterungsvorhersagen verwendet werden können.

Literaturverzeichnis.

1. Baur, F.: *a*) Z. Astrophysik **4**, 180—189 (1932).
   b) Fortschritte d. Landwirtschaft **7**, 33 u. f. (1932).
   c) Meteorol. Rundschau **2**, 10—15 (1949).
   d) Arch. Met. Geoph. Biokl. A **1**, 358—374 (1949).
   e) Arch. Met. Geoph. Biokl. A **2**, 342—344 (1950).
   f) Abschnitt „Erscheinungen des Großwetters" in Hann-Süring, Lehrb. d. Meteorologie, 5. Aufl. (1949).
   g) Abschnitt „Extended-range weather forecasting" in Compendium of Meteorology, Am. Met. Soc. 1951.
2. Cappel, A.: Arch. Met. Geoph. Biokl. A **4**, 263—271 (1951).
3. v. d. Bijl, W.: Annal. d. Meteorol. **4**, 183—212 (1951).
4. Baur, F.: Einführung in die Großwetterkunde. Wiesbaden 1948.
5. — Rechnerische und mathematische Hilfsmittel des Meteorologen in Linke's Meteorol. Taschenbuch. Neue Ausgabe, II. Bd. Leipzig 1953.
6. Zentralamt f. Wetterdienst in der US-Zone, „Die Großwetterlagen Mitteleuropas", 5. Jahrgang, Nr. 7, Juli 1952.
7. Baur, F.: Musterbeispiele europäischer Großwetterlagen. Wiesbaden 1947.
8. World Weather Records, Smithson. Misc. Collections, vol. 79, 90 u. 105.
9. Local Climatological Summaries with Comparative Data, U. S. Weather Bureau.
10. Baur, F.: Naturwissenschaftl. Rundschau **3**, 241—243 (1950).
11. — Langjährige Beobachtungsreihen in Linke's Meteorol. Taschenbuch. Neue Ausgabe, II. Bd. Leipzig 1953.
12. — Z. f. Meteorol. **5**, 200—203 (1951).
13. — Physikal.-statistische Regeln als Grundlagen für Wetter- und Witterungsvorhersagen (erscheint voraussichtlich 1954).

551.515.13 (262)

(The Florida State University, Tallahassee, Florida.)

Cyclogenesis in the Mediterranean Region.

By

Thomas A. Gleeson[1].

With 20 Figures.

Abstract. A statistical study is made of cyclones originating in the Mediterranean region in the months October through May from 1929 to 1939 and 1945 to 1952. The following features are summarized: synoptic type, points of origin, monthly and geographic frequencies, relation of displacement to topography and deepening, 24-hr deepening, isobar direction at 3 km at time and place of origin, relation between 3-km isobar direction and cyclone trajectory, and relation between vertical temperature distribution and central pressure.

Zusammenfassung. Es wird eine statistische Untersuchung der Zyklonen durchgeführt, die sich während der Perioden 1929 bis 1939 und 1945 bis 1952 (jeweils in den Monaten Oktober bis Mai) im Mittelmeergebiet gebildet haben. Dabei wird über folgende Gesichtspunkte zusammenfassend berichtet: Synoptische Wetterlage, zyklogenetische Ursprungsstellen, monatliche und geographische Häufigkeitsverteilung, Beziehung zwischen Verlagerung einerseits und topographischen Einflüssen und Vertiefung anderseits, Depressionsvertiefung innerhalb 24 Stunden, Isobarenrichtung in 3 km Höhe im Zeitpunkt und Ort der Zyklonenentstehung, Beziehung zwischen der Isobarenrichtung in 3 km und der Zyklonenbahn, Beziehung zwischen der vertikalen Temperaturverteilung und dem Luftdruck im Zyklonenzentrum.

Résumé. Il s'agit d'une étude statistique des dépressions formées en Méditerranée pendant les périodes 1929–1939 et 1945–1952, d'octobre à mai. L'auteur considère les points de vue suivants: situation météorologique générale, régions cyclogénétiques, distribution des fréquences par mois et par régions, relation entre le déplacement et les influences topographiques et le creusement, creusement en 24 heures, direction des isobares à 3 km d'altitude au moment et au lieu de formation, relation entre cette même direction et la trajectoire dépressionnaire, relation entre la répartition verticale de la température et la pression au centre de la dépression.

[1] Contribution to a research project sponsored by the Geophysics Research Directorate of the Air Force Cambridge Research Center under Contract No. AF 19 (122)–466.

Introduction.

Previous investigations of cyclogenesis in the Mediterranean area are few. VON FICKER [*1*] has described the formation of a closed low in the Po Valley of northern Italy following an outbreak of cold air there. The staff of the Department of Meteorology at the University of Chicago, in an extensive treatise on Mediterranean weather [*5*], dwelt briefly on cyclogenesis over the Mediterranean Sea, particularly west of Italy. The British Air Ministry [*2*] published a study of cyclones that formed in the lee of the Atlas Mountains in north Africa during 1931, 1932, 1935 and 1936.

The present report summarizes the results of a statistical investigation of cyclogenesis in the Mediterranean region. Part I is concerned with characteristics of cyclogenesis as revealed by surface weather maps. The period of study is from 1929 to 1939, which coincides with the 10-year period chosen by MILLER [*3*] and MILLER and MANTIS [*4*] for studies of cyclogenesis along the east coasts of North America and Asia respectively. The pattern of the present investigation closely parallels that of these two studies; therefore comparisons of results, which the author believes to be desirable, are facilitated.

The second part is primarily concerned with relations between phenomena at the surface and at upper levels during cyclogenesis, which may have some forecast value. The period of study is from 1945 to 1952, for which upper-air data are abundant.

By "*Mediterranean region*" in this study is meant that area, centered over the Mediterranean Sea, whose boundaries are latitudes 30 degrees and 50 degrees north and longitudes 20 degrees west and 50 degrees east. However, the sections dealing with the upper air refer almost exclusively to the area of the Mediterranean Sea west of Italy where cyclogenesis is quite frequent and radiosonde observations are most numerous.

Sources of data for part I and sections 9 and 10 are the historical series of northern-hemisphere, sea-level maps (generally for 1300 GMT) and an incomplete series of 3-km charts published by the United States Weather Bureau. For part II, data were taken from the series of northern-hemisphere sea-level (1230 GMT) and 500-mb (1500 GMT) charts with synoptic data tabulations, from *Täglicher Wetterbericht*, published in Germany and containing sea-level (0000 GMT) and 500-mb (0300 GMT) maps, and from *Bulletin Quotidien d'Études de l'Établissement Central de la Météorologie*, published in France and containing sea-level (0600 GMT) and 500-mb (0600 GMT) maps. A preliminary survey indicated that cyclogenesis was frequent only during the months from October to May inclusive; therefore only data for these months have been used.

Due to the smallness of the printed weather maps and to sparsity of data over the Mediterranean Sea, results of this study must be somewhat in error. Although the extent of error is difficult to estimate, it is not believed that results are affected seriously.

The author wishes to thank Professor JAMES E. MILLER of New York University for guidance during the first part of the work and Mr. MERLE LESOING for computational assistance during the second part.

I. Surface Characteristics of Cyclogenesis.

1. Cyclone types.

Early in the investigation the possibility was considered that cyclogenesis in the Mediterranean region might be related to one or more synoptic patterns of frequent occurrence. A knowledge of such patterns would be of some value to the forecaster. It was soon found that there was but one general pattern to which a limited number of cyclogenesis cases corresponded. This pattern is similar to one of two patterns MILLER [3] found to be associated with cyclogenesis along the east coast of North America, and that he called *type A*. For the present study, the *type A* pattern is characterized as follows:

1. An *anticyclone* is situated west of the cyclogenetic region, associated with a well developed northwesterly flow into that region.

2. A *cold front* extends into the cyclogenetic region from higher latitudes.

In this situation cyclogenesis occurs along the front or immediately to the west of it.

Numerous cyclones were found to have formed after cold outbreaks had occurred in areas favorable for cyclogenesis. The question of whether or not these cyclones had formed in type *A* situations was difficult to settle because of the frequent complexity of the synoptic patterns. Only those cyclones that formed when the limitations, above, were strictly satisfied were finally designated as type *A* cyclones. A slightly more generalized definition of this type would certainly have resulted in a substantially greater number of cases being included in it.

On several occasions it was noted that type *A* situations were not accompanied by cyclogenesis. During the period 1929–1934, for example, there were 43 days when a cyclone did not form within 48 hours after the appearance of a type *A* situation. As there were 119 days on which type *A* situations existed in that period, forecasts of cyclogenesis on the basis that this pattern was present would have been 63% accurate.

2. Monthly frequency.

The numbers of type *A* and unclassified cyclones (*U*) that formed in the region during the period 1929–1939, according to year and month, are given in Table I. Averages computed from this table were used to construct Fig. 1. This figure shows the average number of cyclones per month for a) all cyclones, b) unclassified cyclones *U*, c) type *A* cyclones and, for comparison, d) type *A* cyclones that formed along the east coast of North America [3].

It will be noted from Fig. 1a that the most frequent cyclogenesis is in December and April. This feature will be discussed in further detail later. Frequency minima occur in October and May. (During the summer months frequencies diminish further.)

Fig. 1b, for the unclassified cases, is similar to Fig. 1a, with the major difference that maximum frequencies are one month earlier;

November and March rather than December and April. The general similarity between the two curves is not unusual since unclassified cases comprise 299 of the total, 442 cases (see Table I).

Table I. *Number of cases of cyclogenesis in each month of period of study.* *A*: Type *A* cyclones. *U*: Unclassified cyclones.

	Oct.		Nov.		Dec.		Jan.		Feb.		Mar.		Apr.		May		Total		
	A	*U*	*A*	*U*	*A*	*U*	*A*	*U*	*A*	*U*	*A*	*U*	*A*	*U*	*A*	*U*	*A*	*U*	All
1929–30	3	0	4	3	4	3	2	1	3	3	2	4	2	6	1	5	21	25	46
1930–31	0	3	3	1	6	3	6	1	1	2	1	2	2	1	0	1	19	14	33
1931–32	1	0	1	2	4	0	1	4	1	4	0	5	1	3	0	5	9	23	32
1932–33	2	1	2	3	0	3	2	2	2	4	1	8	1	4	0	2	10	27	37
1933–34	2	4	3	6	1	3	2	5	3	2	3	3	3	3	0	2	17	28	45
1934–35	2	3	0	8	2	1	3	3	0	6	0	8	1	10	1	5	9	44	53
1935–36	1	3	0	5	2	8	2	1	1	6	2	6	0	5	0	8	8	42	50
1936–37	2	6	1	4	0	4	1	5	3	3	2	4	2	6	1	2	12	34	46
1937–38	1	5	0	9	2	12	2	5	3	2	3	1	3	1	2	1	16	36	52
1938–39	1	2	0	2	2	2	4	3	3	1	3	5	6	3	3	8	22	26	48
Total ..	15	27	14	43	23	39	25	30	20	33	17	46	21	42	8	39	143	299	442
All	42		57		62		55		53		63		63		47		442		

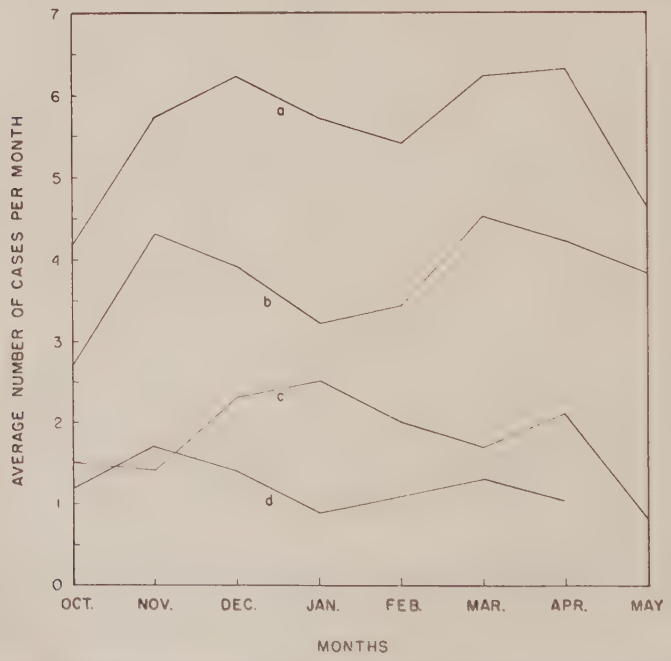


Fig. 1. Average monthly frequencies of cyclones originating in Mediterranean region, 1929 - 1939: a) all cyclones; b) unclassified cyclones *U*; c) type *A* cyclones; d) type *A* cyclones that formed along east coast of North America.

Type *A* cyclones occur most frequently in January and April, as indicated by Fig. 1c. A comparison of this curve with the curve for type *A* cyclones of North America, Fig. 1d, reveals that months of maximum or minimum frequency in one region coincide with months of minimum or maximum frequency respectively in the other region. If this opposition is not a result of chance, it probably indicates a causal relationship[1] worthy of further study.

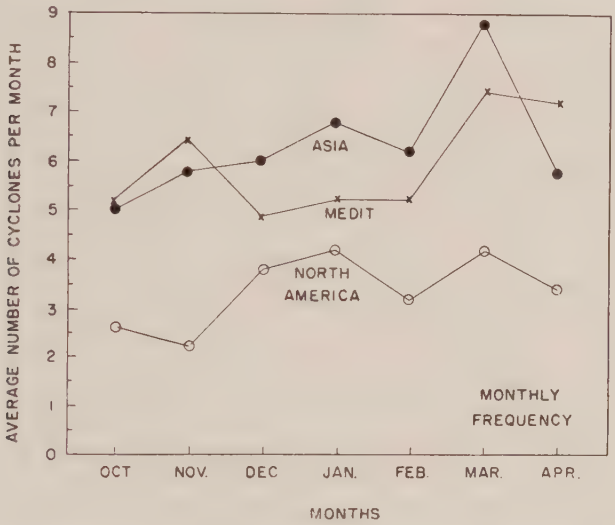


Fig. 2. Average monthly frequencies of cyclogenesis in Mediterranean region and along east coasts of North America and Asia, 1932–1937.

Fig. 2 exhibits the average monthly frequencies of cyclogenesis a) in the Mediterranean region, b) on the east coast of North America [*3*] and c) on the east coast of Asia [*4*] for the period 1932–1937. All three curves have maxima in March; there are secondary maxima in January for North America and Asia, and in November for the Mediterranean region. Miller and Mantis [*4*] have commented that the dissimilarity between the magnitudes of the North American and Asiatic frequencies is due to the different sizes of these two regions. Similar magnitudes for the Asiatic and Mediterranean frequencies is due, in part at least, to the similar sizes of these two regions.

The average monthly frequencies of cyclogenesis, by years, for the three regions from October to April are presented in Fig. 3. It is notable

[1] For example, type *A* cyclones from the east coast of North America might dominate the North Atlantic Ocean subsequent to their formation and thus preclude the development of type *A* patterns for the Mediterranean region. This was suggested by Mr. J. Namias in a verbal communication.

that in 1934–1935, North American and Mediterranean frequencies are maxima while the Asiatic frequency is a minimum. Furthermore, trends toward and away from these extreme values are unmistakable during adjacent years. Additional study would be necessary to explain this phenomenon.

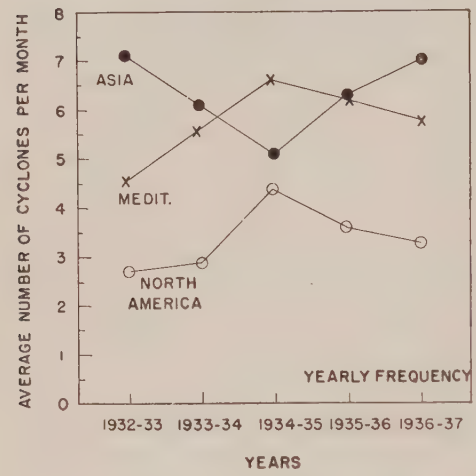


Fig. 3. Average monthly frequencies of cyclogenesis, by years, in Mediterranean region and along east coasts of North America and Asia, 1932–1937.

3. Geographic origins of cyclones.

As in other studies of cyclogenesis [*3*, *4*], the criterion was employed that the appearance of a minimum point in the pressure field at sea level defines the time and place at which the cyclone originates. Other criteria are possible, of course, but the present one is particularly useful in that cyclogenesis may be detected very early by means of it.

Since daily maps were used there is an average error in the determination of the time of origin, estimated to be 12 hours. The average error in the location of origin is difficult to estimate. It should be rather small because this study and others [*3*, *4*] show that newly-formed cyclones generally move quite slowly.

The points of origin of the 442 cyclones that were investigated have been represented in Fig. 4 (unclassified cases) and Fig. 5 (type *A* cases). The value of each isopleth in Figs. 4 and 5 is the number of cyclones that originated within a rectangular area, 3 latitude degrees by 3 longitude degrees, centered at any point of the isopleth. Values of isopleths, however, are less significant than the patterns themselves. The patterns indicate that most frequent cyclogenesis occurred in the region of northern Italy (type *A* cyclones in particular) and in northwest Africa.

4. Geographic frequency for bimonthly periods.

Several figures were constructed to show variations of geographical frequency from October to May inclusive, but only the more significant ones are presented here. To stress continuity, each figure represents two consecutive months with an overlap of one month from figure to figure. Isopleths have the same significance as in Figs. 4 and 5.

In October and November (Fig. 6), the most active centers of cyclogenesis are the Po Valley in northern Italy, the sea coasts of France and Italy, and the Tyrrhenian Sea east of Sardinia.

The maximum frequency occurs during January and February (Fig. 7), in the vicinity of northwestern Italy. A region of smaller frequency is the Gulf of Lions to the south of France.

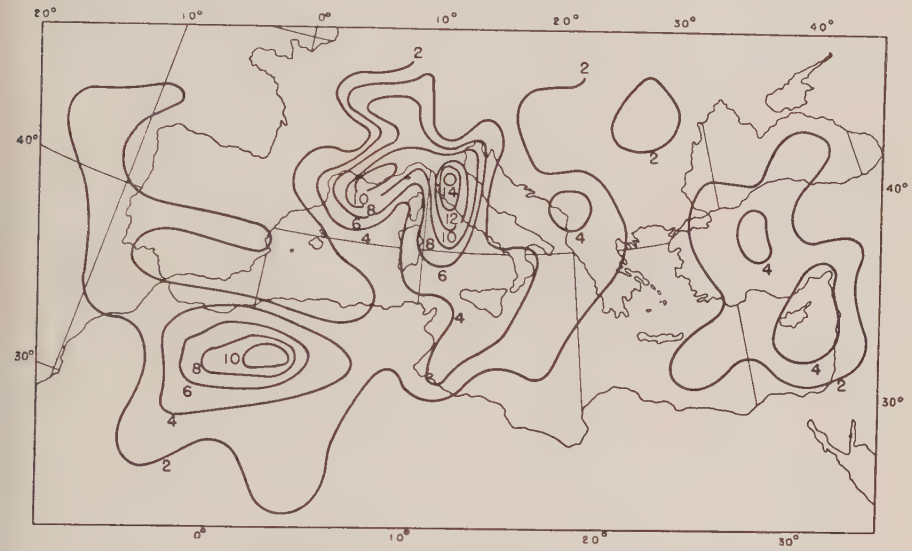


Fig. 4. Total number of unclassified cyclones originating in areas bounded by meridians and latitudes three degrees apart.

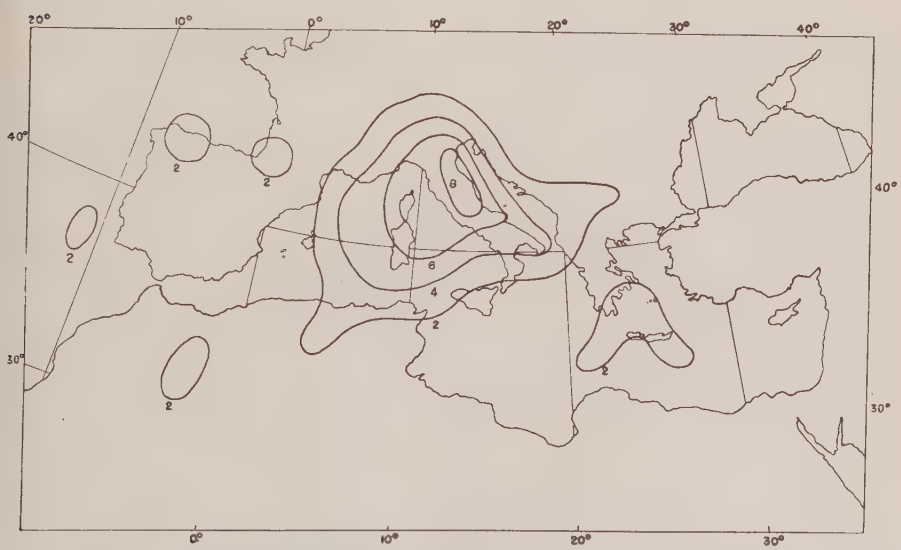


Fig. 5. Total number of type *A* cyclones originating in areas bounded by meridians and latitudes three degrees apart.

New frequency centers develop east of the Atlas Mountains in northwest Africa during March and April (Fig. 8), as frequencies diminish in all regions that were previously active.

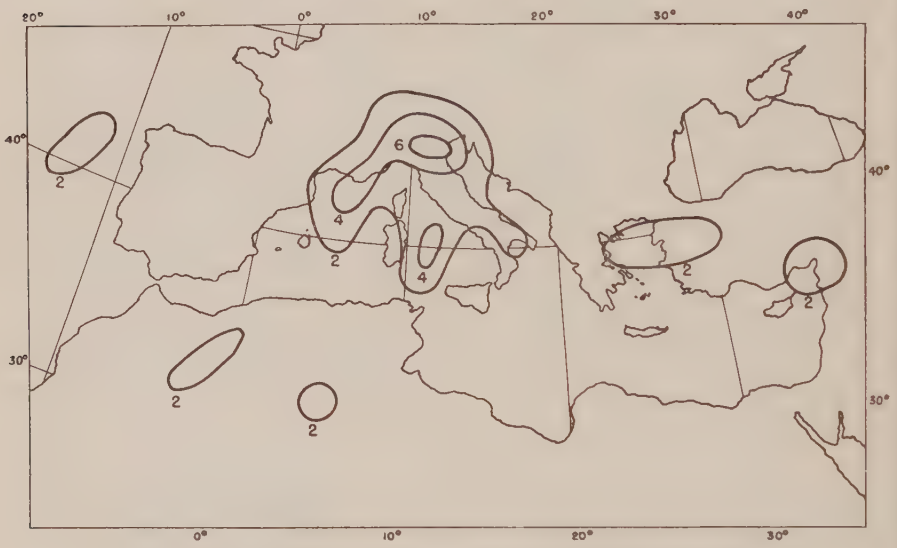


Fig. 6. Geographic frequency of cyclogenesis, October-November (total numbers).

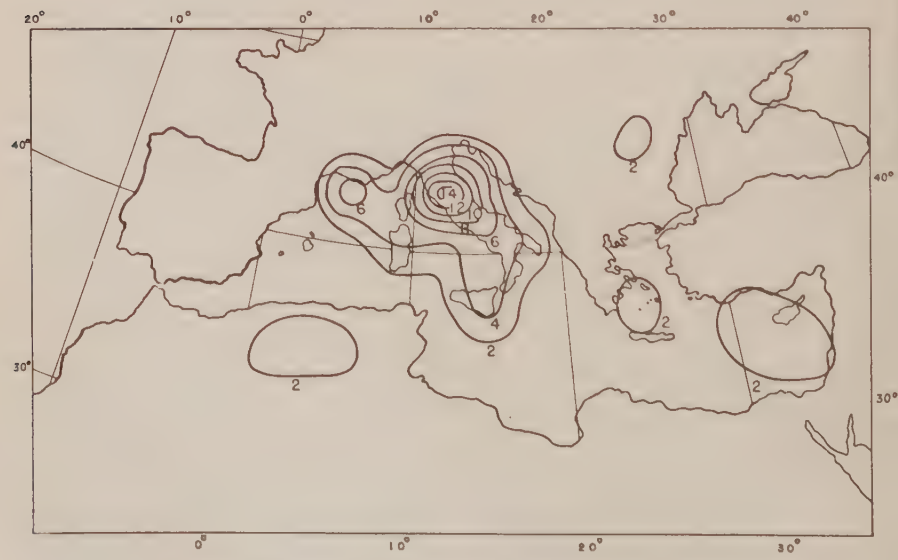


Fig. 7. Geographic frequency of cyclogenesis, January-February (total numbers).

One interesting feature of Figs. 6–8 is that maximum frequency appears alternately in each of two regions: northern Italy in winter and northwest Africa east of the Atlas Mountains in spring. Furthermore, cyclogenetic activity is an absolute maximum during winter.

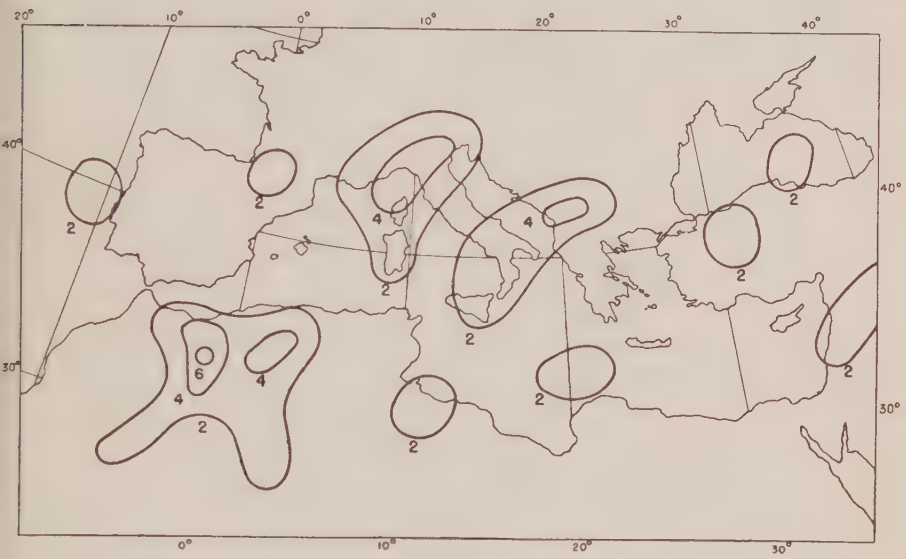


Fig. 8. Geographic frequency of cyclogenesis, March-April (total numbers).

5. Movement of cyclones during the first 24 hours.

To examine the initial movement of each new cyclone, the distance between the original position of the cyclone center and the position of the center 24 hours later was measured in degrees of latitude; the direction was measured in degrees east of north. It was possible to determine the movements of 410 of the 442 cyclones. The remainder either filled and vanished within 24 hours or moved into regions of sparse data.

On a polar diagram whose center represents the original location of each cyclone, a plot was made of the 24-hour positions of the 410 cyclones. These points were analyzed as shown in Fig. 9. Radial distance is measured in degrees of latitude; angular distance, in degrees east of north. The value of each isopleth is the percentage of cyclones whose 24-hour positions lay within 2.5 latitude degrees of any point on the isopleth.

The analysis shows that, in general, cyclone movement during the first day is quite small and in a predominantly easterly direction. If the center of the 25-percent isopleth is chosen to indicate the largest percentage of cyclones having a common 24-hr. movement, this movement was 2.5 latitude degrees or 172 miles, approximately (signifying an

average speed of 7 miles per hour), in a direction 75° east of north[1]. The probability of this movement is a little more than 25 percent.

By comparison, MILLER [3] found that the most frequent initial movement for cyclones of the eastern coast of North America was 9.5 latitude degrees or 655 miles (with an average speed then of 27 miles per hour), in a direction 55° east of north. Likewise, MILLER and MANTIS [4] obtained values of 9.5 latitude degrees or 600 miles (an average speed of 28 miles per hour approximately), in a direction 75° east of north for

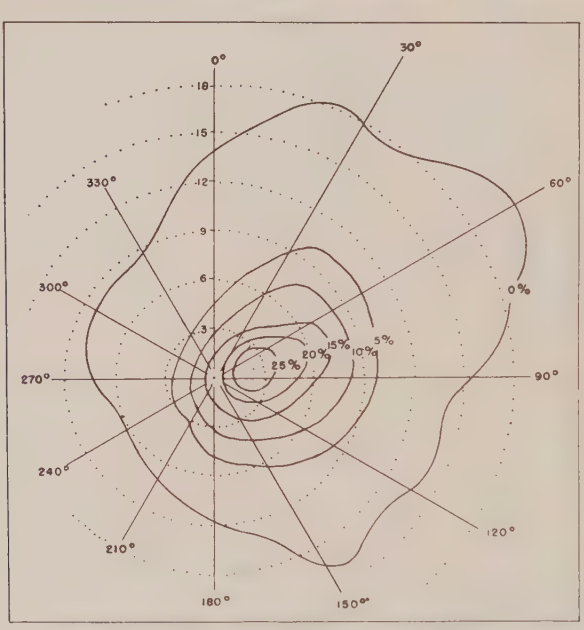


Fig. 9. Movement of cyclones during first 24 hours. Radial distance is measured in degrees of latitude; angular distance, in degrees east of north.

cyclones of the east coast of Asia. In both studies, probabilities of this movement were also a little greater than 25 percent. The smaller movement of Mediterranean cyclones is very likely related to topographic effects.

Table II shows correlations between deepening and movement of cyclones in the Asiatic, North American and Mediterranean regions. The correlations are particularly poor for the Mediterranean region, presumably because of topographic influences.

6. Relation between topography and movement of cyclones.

The two regions of maximum cyclogenetic frequencies, namely northern Italy and northwest Africa, were delineated and named Regions I and II.

[1] The small scale and the polar stereographic projection of the historical map series lead to errors in direction, estimated to be 5 degrees, on the average.

Figs. 10 and 11 show boundaries of each region respectively with isopleths drawn for the fields of cyclone position. The value of an isopleth is the

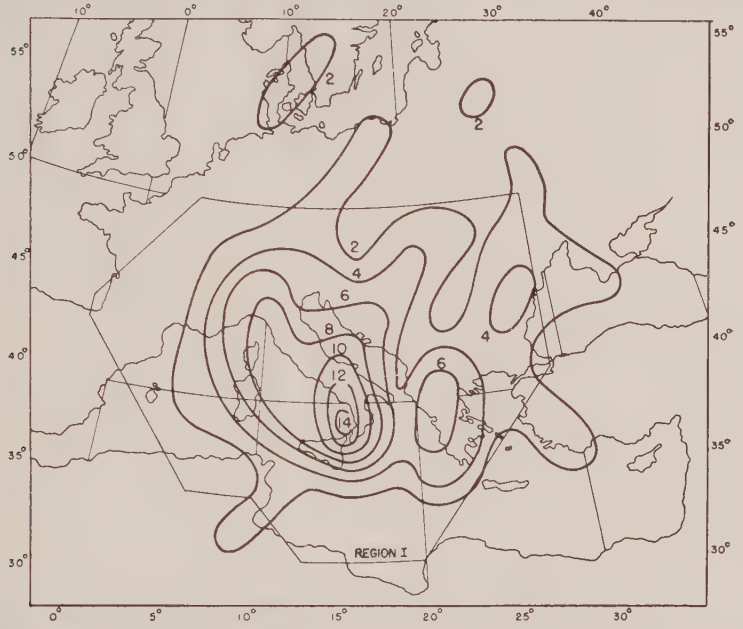


Fig. 10. Frequency isopleths of 24-hour movements of all cyclones originating in Region I.

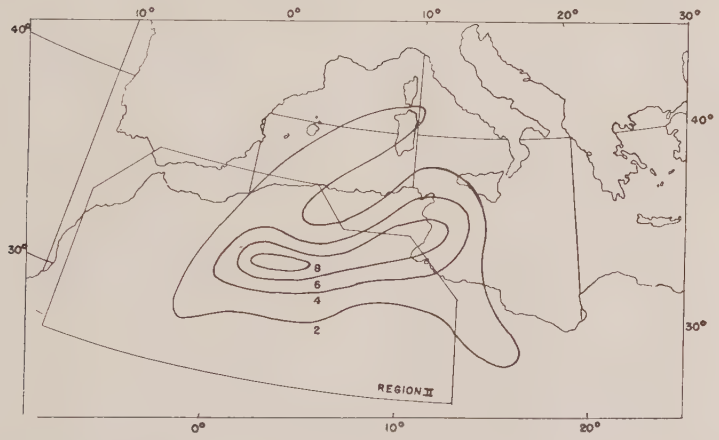


Fig. 11. Frequency isopleths of 24-hour movements of all cyclones originating in Region II.

number of cyclones whose 24-hr. positions fell within a rectangle of three latitude by three longitude degrees, centered at any point of the iscpleth. There are 212 cyclones represented in Region I, 69 in Region II.

From Figs. 4, 5 and 10, it is seen that cyclones of Region I most frequently moved southeastward, parallel to the Italian peninsula. MILLER and MANTIS [4] noted similar tendencies for cyclones of North America and Asia to follow coastlines. The cyclones of Region II (Figs. 4 and 11), exhibited a strong tendency to move east-northeastward, roughly parallel to the Atlas Mountains situated further north.

Table II. *Correlations between deepening and movement of cyclones. (Data for North America and Asia are taken from [4].)*

Region	Total number of cyclones	Number used in correlations	Correlation coefficients	
			Deepening vs. direction*	Deepening vs. distance**
I, Asiatic east coast	63	57	0.41	— 0.32
II, Asiatic east coast	47	46	0.58	— 0.30
North American east coast	65	59	0.43	— 0.28
Mediterranean	442	410	0.04	0.08

* Positive correlation indicates that the greater the deepening the more northerly is the path of the cyclone.

** Negative correlation indicates that the greater the deepening the greater is the displacement.

7. Deepening of cyclones during the first 24 hours.

32 of 442 cyclones disappeared in less than 24 hours. The 410 cyclones that persisted were studied to determine frequencies of deepening. Fig. 12 is a histogram showing percentage frequencies of specified changes of central pressure during the first 24 hours, in unclassified and type *A* cyclones. Modal frequencies for unclassified and type *A* cyclones are both at 0 mb, being slightly greater than 30% for unclassified cases and slightly greater than 27% for type *A* cases. These figures indicate that deepening was not very frequent and that the use of frequencies in forecasting deepening would be severely limited.

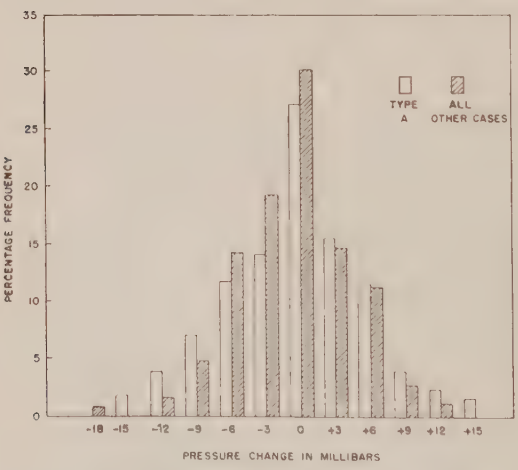


Fig. 12. Change of central pressure during first 24 hours.

Fig. 13 is a histogram showing percentage frequencies of central pressure at the end of the first 24 hours. Again the modal frequencies

of both type *A* and unclassified cyclones are at the same value; here, 1004 mbs. The modal frequency is 25% for type *A* cyclones; approximately 29% for unclassified cyclones.

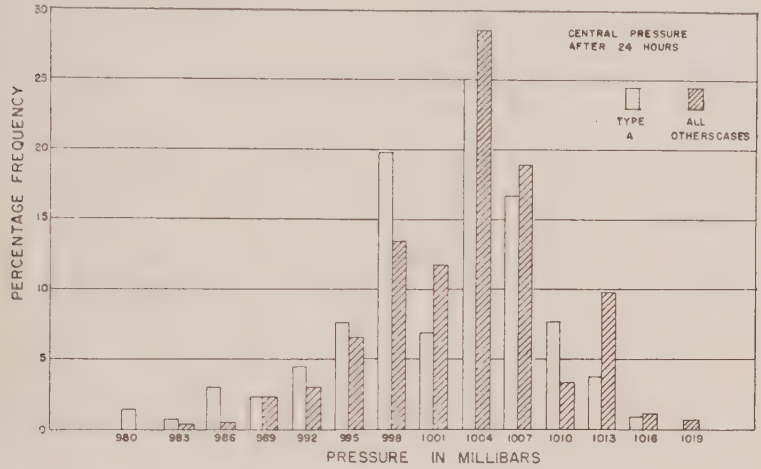


Fig. 13. Central pressure at end of first 24 hours.

It is evident from Figs. 12 and 13 that Mediterranean cyclones did not exhibit frequent strong intensification during the first 24 hours. A brief survey of these cyclones after the first day revealed that subsequent intensification was also rare.

II. Upper Air Conditions Associated with Cyclogenesis.

8. Mean synoptic conditions.

To give some indication of the synoptic conditions attending cyclogenesis in the Mediterranean region, mean charts, Figs. 14, 15, 16 and 17, were prepared. In the selection of cases for these mean charts, the following criteria were employed.

1. The period of study included the months October to May from October 1950 to March 1952. Upper-air observations have become most abundant in recent years.

2. The region of study was restricted to the Mediterranean Sea west of Italy; this is the region of most frequent cyclogenesis and best upper-air data.

3. The initial central pressure of the nascent cyclone is less than 1000 mb.

The selection yielded 16 cyclones. By means of a grid whose reference point is the initial location of the low center, values were interpolated for a) surface pressure and b) 500-mb elevations and temperatures at every 5-degree intersection of a latitude circle and a meridian. Data

were taken from German weather maps for 0000 GMT at the surface and 0300 GMT at 500 mb, both for the day on which the cyclone was first observed and for the previous day. The average pressure, elevation,

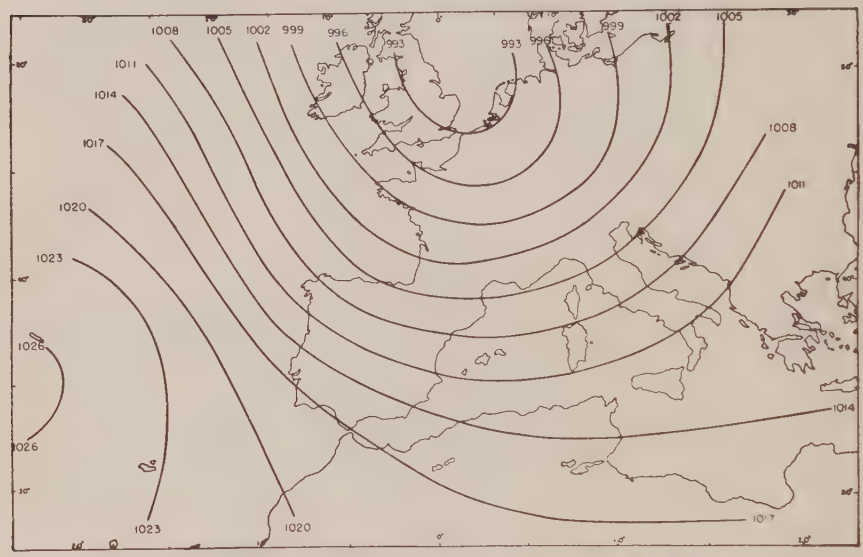


Fig. 14. Mean surface isobars, 24 hours before cyclogenesis was detected.

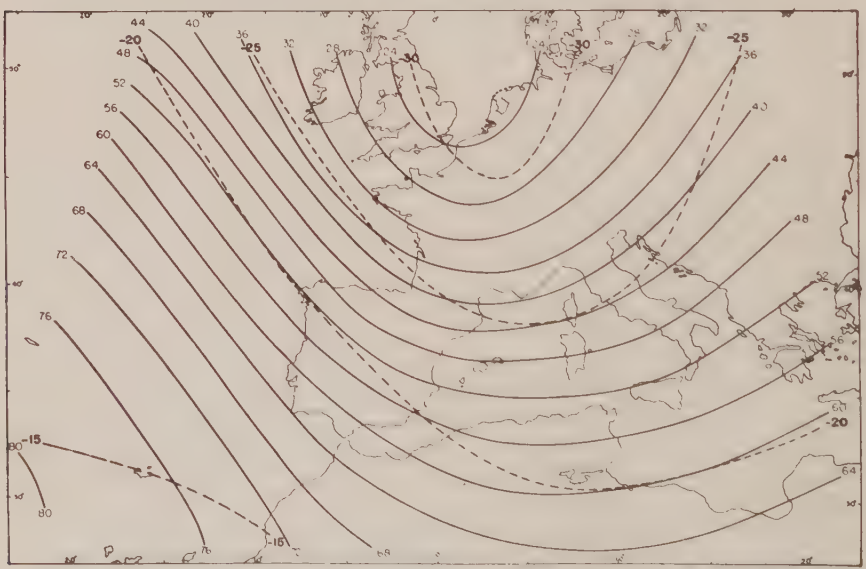


Fig. 15. Mean isotherms (dashed lines) and contours (solid lines) at 500 mb 21 hours before cyclogenesis was detected. Isotherms are drawn for every 5 degrees Centigrade; contours, for every 40 geopotential decameters.

and temperature for the 16 cases were computed at each intersection, and then plotted and analyzed to yield Figs. 14–17.

In these figures, the mean position of the cyclone centers has arbitrarily been located just east of Sardinia at 40 degrees latitude, 10 degrees east longitude (indicated by a circle). This position has no particular significance; it should be noted that the mean isobar, contour (isohypse) and isotherm patterns in these figures are relative to the mean cyclone center and not to the earth's surface. Geographic features are included only to indicate the scale of these patterns.

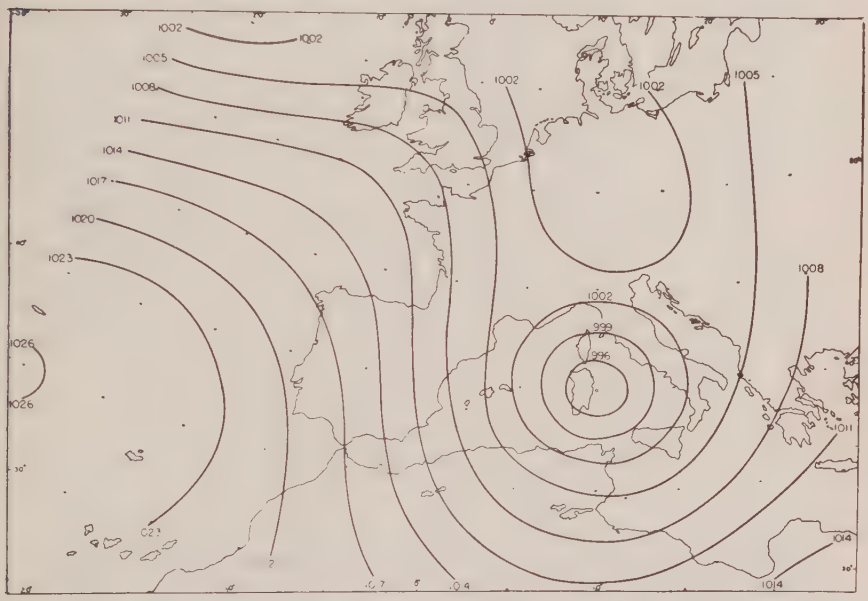


Fig. 16. Mean surface isobars when cyclogenesis was detected. Grid points are indicated.

Due to the fact that the grid (whose projection is accurate at just one latitude) was applied to cyclones whose centers were distributed over approximately nine degrees of latitude, the final mean patterns are slightly in error. For the present purpose however, the errors are not serious.

Fig. 14 is the mean surface map, 24 hours before cyclogenesis was first detected. Over the region where cyclogenesis is to occur the isobars are oriented in a general east-west direction and have small cyclonic curvature. A low pressure center is situated in the north-northwest.

Fig. 15 shows the mean isotherms and contours at 500 mb three hours later. There is a trough west of the cyclogenetic region. Isotherms are closely in phase with contours.

Fig. 16 is the mean surface map at the time when cyclogenesis is first noted. The mean central pressure for the 16 cases at this time is 994 mbs. The northern low has weakened during the previous 24 hours.

Fig. 17 is the mean 500-mb map three hours later. The trough has moved eastward and intensified. A stronger northerly flow than existed previously is indicated by the contour pattern west of the surface cyclone. In the cyclogenetic area, the temperature has decreased slightly.

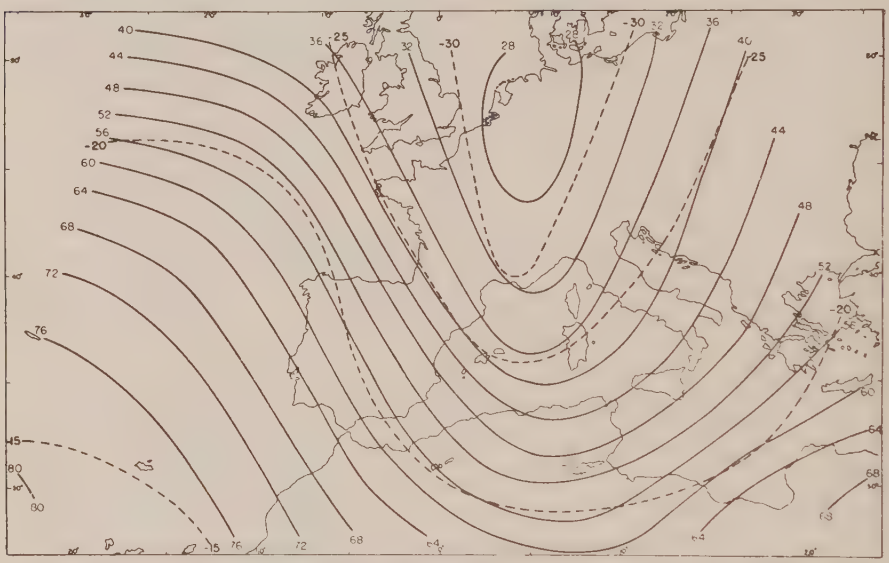


Fig. 17. Mean isotherms (dashed lines) and contours (solid lines) at 500 mb 3 hours after cyclogenesis was detected. See caption to Fig. 15.

9. Isobar direction at three kilometers at time and place of origin.

Upper-air data contained in a series of Weather Bureau three-kilometer charts were sufficiently numerous over the Mediterranean region to justify a quantitative study of the isobar orientation at this level directly above the cyclone at the surface. The period of study was from November 1932 to May 1939 inclusive. There were 389 cyclones during this interval for which adequate data were available.

For each 10-degree interval of 3-km isobar direction above the center of the cyclone on the first day, the number of cases is represented by the length of a radial vector in Fig. 18. Direction is measured in degrees east of north with low pressure to the left of the vector. Lengths of vectors represent percentages of total cases. The most frequent isobar direction is seen to be 90 degrees east of north, showing that the location of the trough line at 700 mb is most probable directly over the center of the new cyclone. It is apparent from the diagram that the trough line was situated to the west of the initial center more frequently than directly overhead or to the east of the center, as might be expected from synoptic experience in general.

10. Relation between three-kilometer isobar direction and cyclone trajectory.

The direction of the 3-km isobar at the time and place of cyclogenesis was averaged with the direction of the 3-km isobar above the center of the cyclone 24 hrs. later, for each of 214 cases. The mean direction thus obtained was compared with the 24-hr. trajectory of the cyclone.

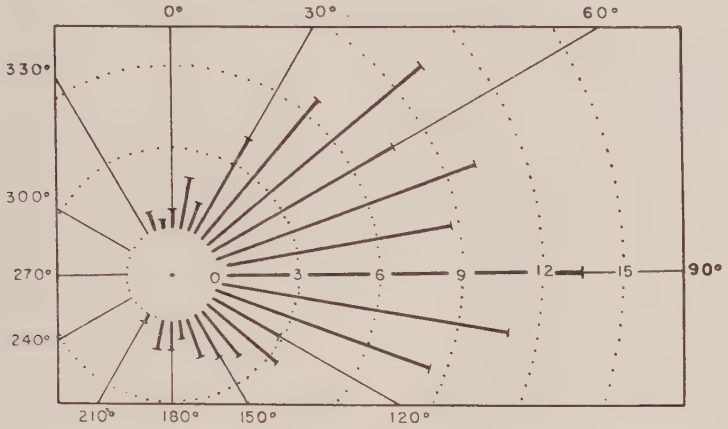


Fig. 18. Direction of 3-km isobar at point of origin, in percents.

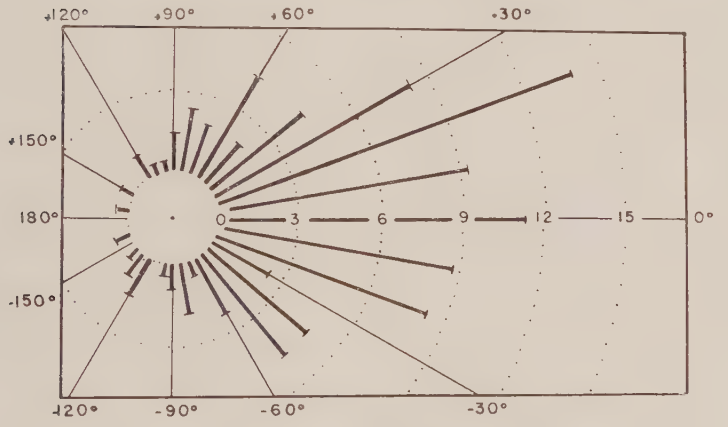


Fig. 19. Deviation of cyclone track from 3-km mean isobar, in percents.

In Fig. 19, a *positive* angle indicates a deviation of the cyclone to the *left* of the mean isobar direction. The length of a radial line indicates the percentage of cases for which the deviation holds true. The greatest single deviation, 14% of the total, is 20 degrees to the left of the mean isobar direction. The number of deviations to the left is slightly greater than the number to the right.

Comparison of cyclone trajectory with the mean isobar direction should give a better correlation than should the comparison of trajectory with initial isobar direction. In reality however the correlation coefficient is 0.06 for the former comparison; 0.13 for the latter one. These low values indicate that the relation between 3 km isobar direction and trajectory direction is weak.

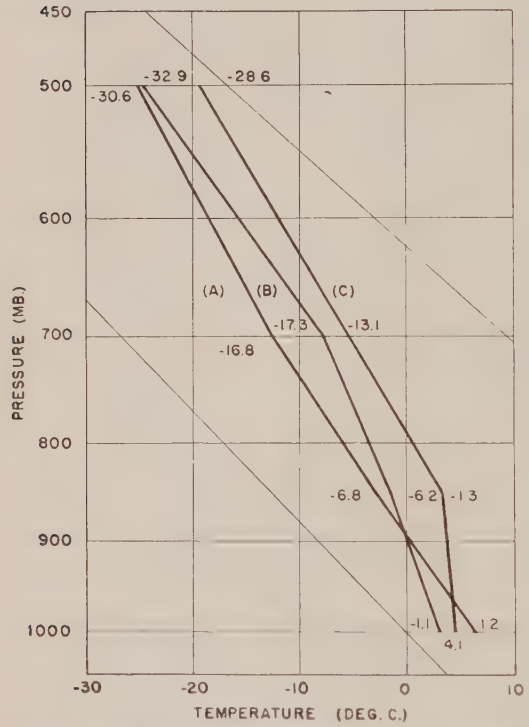


Fig. 20. Mean vertical soundings as functions of minimum central pressure P for cases (A) $P \leq 1000$ mb, (B) $1001 \leq P \leq 1007$ mb and (C) $P \geq 1008$ mb.

11. Relation between vertical temperature distribution and central pressure.

For each case of cyclogenesis over the western Mediterranean Sea (as determined from the available maps of the northern hemisphere series during the period from October 1946 to April 1950 inclusive), the contour at 500 mb above the center on the first day was followed upstream until land was reached. If there was a radiosonde station close to that point, the radiosonde data, when given, were recorded along with the initial minimum central pressure for the cyclone. There were 24 cases for which these data were available. These cases were divided according to three arbitrary ranges of central pressure P;

$$A\colon\ P \leq 1000 \text{ mb},$$
$$B\colon\ 1001 \text{ mb} \leq P \leq 1007 \text{ mb},$$
$$C\colon\ P \geq 1008 \text{ mb}.$$

There were 8 cases in each division. Average radiosonde ascents were computed for each division, and these are shown in Fig. 20. The surface, 850-, 700- and 500-mb levels are represented. Mean dew points for each sounding are shown at each level. The thin slanting lines are two dry adiabats.

These mean soundings are not very different from each other. Yet if central pressure is used as a measure of cyclone intensity, it is seen

that the most intense cyclones formed in the coldest and least stable (in the lowest layers) air masses invading the Mediterranean Sea area. This conclusion appears to be physically reasonable.

Bibliography.

1. Ficker, H. v.: Der Einfluß der Alpen auf Fallgebiete des Luftdrucks und die Entstehung der Mittelmeerdepressionen. Meteorol. Z. **37**, 360–363 (1920).
2. Hare, F. K.: Atlas lee depressions and their significance for Scirocco. British Air Ministry, Synoptic Divis. Techn. Mem. No. 43, 27 pp.
3. Miller, J. E.: Cyclogenesis in the Atlantic coastal region of the United States. J. Meteorol. **3**, 31–44 (1945).
4. Miller, J. E. and H. T. Mantis: Extratropical cyclogenesis in the Pacific coastal region of Asia. J. Meteorol. **4**, 29–34 (1946).
5. University of Chicago, Institute of Meteorology, 1943: A report on synoptic conditions in the Mediterranean area. Institute of Meteorology, Miscell. Rep. No. 14, 161 pp.

551.547.3:551.524.7

Der vertikale Aufbau der täglichen Druck- und Temperaturänderungen.

Von

S. Schwarzl, Wien.

Mit 9 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Die vorliegende Veröffentlichung bildet den zweiten Teil einer Untersuchungsreihe über das atmosphärische Druckgeschehen gemäßigter Breiten [5]. Es werden die interdiurnen Änderungen des Druckes am Boden p, der Standardisobarenflächen H_{500}, H_{225}, H_{96} und der relativen Topographie der 500/1000 mb-Flächen h zueinander in Beziehung gesetzt. Bei Unterteilung des gesamten Materials rein qualitativ (nach Art der Vorzeichen) in sieben Gruppen ergibt sich, daß im Mittel gerade jene Fälle am häufigsten vorkommen, bei denen die Bodendruckänderung das gleiche Vorzeichen mit den Druck- und Temperaturänderungen der freien Atmosphäre hat, somit nur aus Vorgängen der Höhe erklärt werden kann. Je nach geographischer Lage und Jahreszeit ist die Verteilung der Häufigkeiten der Gruppen verschieden, wie dies an Hand von Abbildungen veranschaulicht wird. Eine weitere Einteilung (Gruppen A bis E) berücksichtigt speziell die Vorgänge einzelner Atmosphärenschichten, um Schlüsse auf deren Verhalten ziehen zu können. Noch augenscheinlicher werden die Zusammenhänge der niedrigen Vorgänge mit dem Druckgeschehen an der Tropopause und in der Stratosphäre, wenn man neben dem Vorzeichen die absolute Größe der Elemente mitberücksichtigt.

Summary. This paper comprises the second part of a series of investigations on the atmospheric pressure of medium latitudes. Relationship between the interdiurnal variations of the pressure on ground p, the standard isobaric surfaces H_{500}, H_{225}, H_{96}, and the relative topography of the 500/1000 mb surfaces h is examined. A purely qualitative subdivision of the whole material (according to the signs) into 7 groups leads to the result that, on the average, those cases occur most frequently in which the ground pressure variation has the same sign as the pressure and temperature variations in the free atmosphere and, therefore, can be accounted for only by processes at high levels. Distribution of frequencies of the different groups varies according to geographical position and season, which is illustrated by figures. A further subdivision (groups A to E) takes into consideration especially the processes of particular atmospheric layers from which conclusions can be drawn as to the behaviour of these layers. The connection of the processes near ground

with the pressure in the tropopause and stratosphere becomes even more apparent if, beside the sign, also absolute values of the elements are considered.

Résumé. La présente étude est la deuxième partie d'une recherche concernant les conditions de la pression atmosphérique aux latitudes moyennes. On compare les relations des variations interdiurnes de la pression au sol, des surfaces isobares standard H_{500}, H_{225}, H_{96} d'une part et celles de la topographie relative de la couche 500/1000 mb. d'autre part. En subdivisant tout le matériel d'après le signe en sept groupes, on constate qu'en moyenne ce sont précisément les cas pour lesquels la variation de pression au sol a le même signe que les variations de pression et de température dans l'atmosphère libre qui sont les plus fréquents et que les premières s'expliquent donc par les secondes. Selon la position géographique et la saison, la distribution des fréquences des groupes est différente, ce que montrent des figures. Une autre subdivision (groupes *A* à *E*) considère spécialement certaines couches atmosphériques pour en étudier le comportement. Les relations de dépendance entre les phénomènes au sol et la variation de pression au niveau de la tropopause et de la stratosphère deviennent encore plus nettes si l'on considère, outre le signe, également les valeurs absolues.

Einleitung.

Als Ausgangsmaterial für vorliegende Untersuchung wurden die Karten der Hamburger Seewarte des ersten Halbjahres 1943 verwendet. Aus diesen wurden für ein bestimmtes Netz von 78 Punkten (Abb. 1) die Werte der fünf Elemente Bodendruck p, die Höhen der 500, 225 und 96 mb-Flächen H_{500}, H_{225}, H_{96} und die relative Topographie 500/1000 mb h entnommen [5] und dann die interdiurnen Änderungen (dp, dH_{500} usw.) berechnet. Hier soll nun versucht werden, die Zusammenhänge aufzuzeigen, die zwischen den täglichen Änderungen des Druckes am Boden und den Druckänderungen der oberen Troposphäre und der Stratosphäre bestehen.

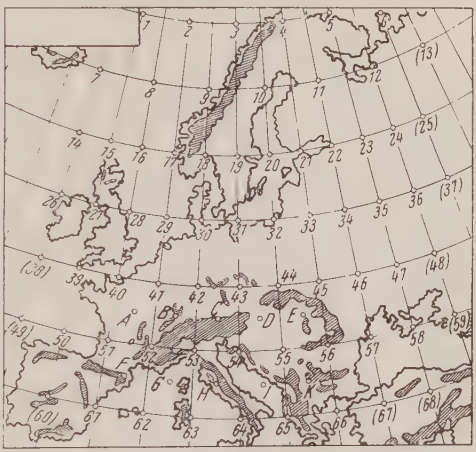


Abb. 1. Lageplan der Punkte für die Auswertung.

I. Die qualitative Gegenüberstellung der 5 Elemente, p, H_{500}, H_{225}, H_{96} und h.

1. Einteilung in Gruppen nach den Vorzeichen aller Elemente.

a) Die Gruppen I bis VII.

Schon aus den Ergebnissen des ersten Teiles [5] geht hervor, daß die Beziehungen zwischen den täglichen Druckänderungen in allen

Höhen der Atmosphäre sehr enge sind. Dies kommt noch deutlicher zum Ausdruck, wenn man das gesamte Material nach der Art der Änderungen der einzelnen Elemente in Gruppen ordnet, und zwar so, daß möglichst viele das gleiche Vorzeichen haben, und dann die Häufigkeit des Vorkommens der einzelnen Gruppen berechnet[1]. Rein formell ergeben sich dann die folgenden sieben Gruppen:

Gruppe:	sign dp	sign dH_{500}	sign dH_{225}	sign dH_{96}	sign dh
I	=	=	=	=	=
II	=	=	=	=	∓
III	∓	=	=	=	=
IV	=	=	=	∓	=
V	=	=	=	∓	∓
VI	∓	=	=	∓	=
VII	∓	∓	=	=	=

Anm.: Das Zeichen „=" wird dann verwendet, wenn das Vorzeichen der jeweiligen Elemente gleich ist (z. B.: sign dp = sign dH), das Zeichen „∓", wenn die Änderung des einen Elementes das entgegengesetzte Vorzeichen des anderen hat oder aber wenn eines von beiden *keine* Änderung aufweist (z. B.: auch sign dp ∓ sign dH, wenn dp oder $dH = 0$).

Gruppe I erfaßt alle jene Fälle, bei denen sich der Druck in der gesamten Atmosphäre von einem Tag zum anderen in der gleichen Richtung mit der Temperatur der unteren Troposphärenhälfte ändert. Das ist nur dann möglich, wenn dh zu schwach ist, um das Vorzeichen von dp zu beeinflussen, dieses vielmehr von der Druckänderung in der Höhe allein bestimmt wird, dh also nur die Wirkung der „hohen" Druckänderung abschwächt. Das gleiche gilt auch für die Gruppe IV, nur findet hier ein Vorzeichenwechsel des Druckes innerhalb der Stratosphäre statt.

Bei Gruppe II ändern sich die Drucke in der Gleichen, die Temperatur dh ändert sich aber in entgegengesetztem Sinne, die Änderung von h wirkt also verstärkend auf dp. Die Bodendruckänderung dp ergibt die Summe der Wirkungen von dH und dh, so auch bei Gruppe V, wobei hier wiederum dH_{96} das entgegengesetzte Vorzeichen der troposphärischen Druckänderung hat.

Gruppe III umfaßt alle jene Fälle, bei denen die Druckänderungen der oberen Troposphäre und der Stratosphäre gleichgerichtet sind, die Temperaturänderung (ebenfalls gleichgerichtet) aber so stark ist, daß die dH überkompensiert werden und sich daher dp entgegengesetzt ändert. Das Vorzeichen von dp wird hier also von dh bestimmt. Die entsprechende Gruppe, bei der sign dH_{96} ∓ sign dH ist, ist Gruppe VI.

In Gruppe VII wurden alle jene Tage zusammengefaßt, bei denen die troposphärische Temperaturänderung nicht nur das Vorzeichen von dp,

[1] Da bei vorliegender Gruppierung die gleichzeitige Änderung aller fünf Elemente berücksichtigt wird, konnte sie nur für 68 Punkte (58 und A K, Abb. 1) durchgeführt werden.

sondern auch schon das von dH_{500} bestimmt, während dH_{225} und dH_{96} den Druckänderungen darunter entgegenlaufen.

Außer den in den sieben Gruppen erfaßten Fällen gibt es noch solche, bei denen zwei oder mehrere Elemente keine oder nur unbedeutend kleine Änderungen aufweisen, die als *Rest*gruppe zusammengefaßt wurden.

Die geographische Verteilung der prozentualen Anteile der Gruppen I bis VII an der Gesamtzahl der möglichen 180 Fälle (Abb. 2) läßt auf einen gewissen Zusammenhang mit der i. V. des Druckes schließen (vgl. [5], Abb. 5). In dem Gürtel maximaler i. V. steigt die Summe bis zu 90%, während nördlich und südlich davon nur etwa drei Viertel aller möglichen Fälle dazugehören.

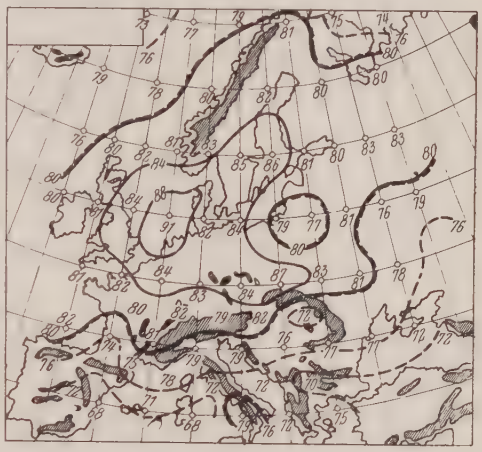


Abb. 2. Die Verteilung der prozentuellen Anteile der Gruppen I bis VII an der Gesamtzahl (Mittel 79,5%).

In mehr als einem Fünftel aller möglichen Fälle kann die Bodendruckänderung dp allein nur durch „hohe" Vorgänge erklärt werden (Tab. 1, Gruppe I). In über 50% aller untersuchten Fälle laufen die Druckänderungen der gesamten freien Atmosphäre (500 bis 96 mb Fläche) parallel (Tabelle 1, Gruppe I bis III). Bei den vier weiteren Gruppen liegen die jeweiligen Anteile unter 9%. Gar nicht unbedeutend erscheint dagegen die Restgruppe mit 20,5%. Die Anzahl der Tage, bei denen mehr als drei Elemente gleichzeitig keine Änderung aufwiesen, macht etwa 4% davon aus.

Tabelle 1. *Häufigkeiten der Gruppen I bis VII (Mittel aus 58 Punkten, 180 Tage).*

Gruppe I	II	III	IV	V	VI	VII	Rest
40,0	20,9	30,2	13,4	11,5	14,9	12,0	37,1
+ 21,5	10,5	16,9	6,2	5,5	7,7	6,1	
— 18,4	10,4	13,4	7,2	6,0	7,2	5,9	

Bei Trennung der Vorzeichen wird das Bild nur wenig geändert[1]. Die Unterschiede zwischen den positiven und negativen Änderungen sind verhältnismäßig gering und betragen nur bei den Gruppen I und III mehr als 1%. Die Summe der Anteile an allen sieben Gruppen ist bei den positiven Änderungen um nur 3% größer als bei den negativen,

[1] Als positiv oder negativ wurden jene Fälle bezeichnet, bei denen die Mehrzahl der Elemente das entsprechende Vorzeichen hatte.

die Übereinstimmung der Druckänderungen der ganzen Atmosphäre also bei Druckanstieg eine etwas bessere als bei Druckfall.

b) Die Gruppen A bis E.

Vorgenannte Gruppen werden nun sinngemäß zusammengefaßt, und zwar derart, daß einerseits mehr die troposphärischen, anderseits mehr die stratosphärischen Druck- oder Temperaturänderungen für sich in Betracht gezogen werden. Wenn dH_{500} und dH_{225} zusammen kurz als dH bezeichnet werden, ergeben sich folgende Gruppen:

$$A_1: \text{sign } dp = \text{sign } dH$$
$$A_2: \text{sign } dp \neq \text{sign } dH$$

$$B_1: \text{sign } dp = \text{sign } dh$$
$$B_2: \text{sign } dp \neq \text{sign } dh$$

$$C_1: \text{sign } dp = \text{sign } dH = \text{sign } dh = B_1$$
$$C_2: \text{sign } dp = \text{sign } dH \neq \text{sign } dh = E_2$$
$$C_3: \text{sign } dp \neq \text{sign } dH \neq \text{sign } dh = A_2$$
$$D_1: \text{sign } dH_{96} = \text{sign } dH$$
$$D_2: \text{sign } dH_{96} \neq \text{sign } dH$$

$$E_1: \text{sign } dh = \text{sign } dH$$
$$E_2: \text{sign } dh \neq \text{sign } dH$$

Tabelle 2. *Mittlere Häufigkeiten der Gruppen A bis E (Mittel aus 58 Punkten, 180 Tage).*

Gruppe A_1	A_2	B_1	B_2	C_1	C_2	C_3	D_1	D_2	E_1	E_2
85,8	45,1	53,4	89,5	53,4	32,4	45,1	91,1	39,8	98,5	32,4
+ 43,7	24,5	27,7	46,6	27,7	16,0	24,5	48,9	19,4	52,2	16,0
— 42,0	20,6	25,6	42,9	25,6	16,4	20,6	42,2	20,4	46,2	16,4

Die mittleren Häufigkeiten der Gruppen A bis E sind in Tabelle 2 zusammengestellt. Gruppe A_1 (sign dp = sign dH) schließt 47,6% ein. Die Zahl der Tage, denen sich neben dem Druck in der Troposphäre auch dH_{96} in gleicher Richtung ändert (I + II), macht 43,9% aus. In 29% von A_1 ändert sich dagegen auch das Vorzeichen in der Stratosphäre.

Im Mittel ist in 29,7% sign dp = sign dh (Gruppe B_1, teilweise Kompensation der hohen Druckwelle durch die Temperaturänderung der unteren Troposphäre), in 49,6% sign $dp \neq$ sign dh (B_2, Druckwirkung von dh auf dp gleichgerichtet der hohen Druckänderung oder aber stärker als diese, womit Überkompensation stattfindet). Es hat somit den Anschein, als ob der Temperatureinfluß auf dp etwas stärker sei als der des „hohen" Druckes (mittlere Häufigkeit von B_2 = 89,5 gegenüber 85,8 für A_1), doch darf man nicht vergessen, daß in Gruppe B_2 auch alle Tage mit dh oder $dp = 0$ inbegriffen sind, zweitens aber in dieser Gruppe nur zwei Elemente (dp, dh) berücksichtigt werden, hingegen bei Gruppe A_1 die Änderungsart dreier Elemente (dp, dH_{500} und dH_{225}).

Die Gruppen C_1, C_2 und C_3 entsprechen der Einteilung HOINKES in „hohe", „komplexe" und „niedrige" dp. Nach Tabelle 2 kommt am häufigsten C_1 vor (29,7%). Gruppe C_2 (18%) weist die kleinste Häufigkeit auf, enthält aber die Fälle der stärksten Bodendruckänderungen, da sich ja die Wirkungen der Temperaturänderung der unteren Troposphäre und der Druckänderung der Höhe addieren (vgl. [2], Tabelle 4 und später Tabelle 3).

Verhältnismäßig häufig ist Gruppe D_1 (sign dH_{96} = sign dH) mit mehr als 50% aller möglichen Fälle, demgegenüber kommen nur etwa 22% auf Gruppe D_2. Es verlaufen also auch in der Stratosphäre in der Mehrzahl der Fälle die interdiurnen Änderungen des Druckes mit jenen der oberen Troposphäre parallel.

Die große Häufigkeit von E_1 (54,7%, sign dh = sign dH), entspricht der Erfahrungstatsache, daß in den meisten Fällen die Temperaturänderung der Druckänderung darüber gleichgerichtet ist. Diese Beziehung ist um so enger, je höher man hinaufgeht, je mehr man sich also der Tropopause nähert ([3], S. 29). Das Verhältnis von E_1 zu E_2 beträgt 3:1.

Obwohl A_1 (sign dp = sign dH) und D_1 (sign dH_{96} = sign dH) recht häufig vorkommen, daher ein Vorzeichenwechsel der Druckänderung in der unteren Troposphärenhälfte einerseits und der Stratosphäre anderseits viel seltener ist, als zu vermuten war, geht doch aus den Gruppen hervor, daß die wesentlichsten Faktoren, die Vorzeichenänderungen des Druckes hervorrufen, gerade in diesen beiden Schichten der Atmosphäre zu suchen sind, während ein Vorzeichenwechsel in der oberen Troposphäre zwischen 5 und 11 km Höhe ganz besonders selten ist, wie dies auch aus der Anzahl der Gruppe VII zu erkennen ist, die nicht einmal 9% der erfaßten Fälle ausmacht (Tabelle 1).

Bei *Trennung* nach den *Vorzeichen* der Druckänderungen sieht man, daß die Vorzeichenübereinstimmung zwischen oben und unten im Mittel bei Druckanstieg eine etwas bessere ist als bei Druckfall (Tabelle 2).

2. Die synoptische Verteilung der Gruppen A bis E[1].

a) Gruppe A: Die Druckänderung am Boden und in der oberen Troposphäre (dp und dH).

Die Verteilung der Abb. 3 spricht für ein Überwiegen des Land—Meer-Einflusses mit einem Maximum im Küstengebiet und einem stark nach Süden verschobenen Minimum über der ungarischen Tiefebene und über

[1] Hier sei darauf verwiesen, daß die Gruppen A bis E nicht alle möglichen Fälle miteinbeziehen (Restgruppe!). Somit stellt auch die Abbildung der jeweils komplementären Gruppe nicht einfach das Negativ der zugehörigen Gruppe dar (z. B. von A_1 das Bild A_2), sondern es muß immer noch die Ergänzung durch die Restgruppe hinzugerechnet werden. In den Berechnungen der späteren Abbildungen wird insofern darauf Rücksicht genommen, als die Zahlenwerte in % der 180 Wertepaare und nicht der Summe der jeweils komplementären Gruppen berechnet werden.

dem Balkan. Die Häufigkeiten sind im Süden durchschnittlich kleiner als in höheren Breiten. Eine Zone guter Übereinstimmung zwischen sign dp und sign dH befindet sich in etwa 60° Breite (vgl. [5], Abb. 5, die i. V. von dH_{225}). Am meisten drängen sich die Isolinien jedoch im Alpenraume. Besonders stark ist hier der Gegensatz zwischen Süd- und Nordrand des Gebirges, sowie zwischen Poebene und der ungarischen Tiefebene. Auch der neuerliche Anstieg der Werte im NE des Karpatenbogens wird hier als *Leewirkung* erklärt werden müssen.

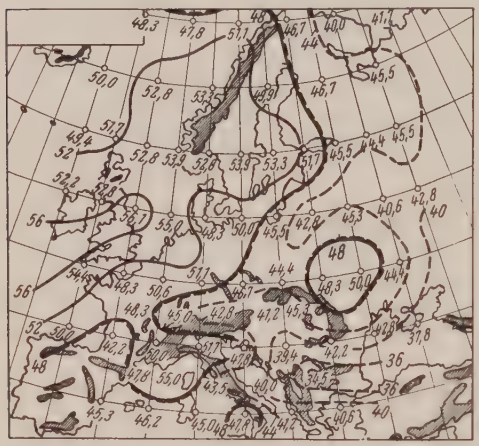


Abb. 3. Die Verteilung der Häufigkeiten der Gruppe A_1 (sign dp = sign dH), Mittel 47,6%.

Ganz ähnliche Verhältnisse ergaben sich 1937/38 [4] und bei HOINKES [2] in der Gegenüberstellung der Druckänderung am Boden zu den Druckänderungen in der Höhe der 500 mb-Fläche.

Zusammengefaßt ergibt sich also:

Meer—Land:	Abnahme der Häufigkeit von A_1
Breiteneffekt N—S:	Abnahme der Häufigkeit von A_1
Gebirgseinfluß N—S:	Zunahme der Häufigkeit von A_1

In der Verteilung der Häufigkeiten der Gruppe A_2 (Gruppe A_2 ist identisch mit Gruppe C_3, vgl. Abb. 4c) ist die Mittellinie und mit ihr das Minimum (gegenüber dem Maximum bei A_1) nach Nordwesten verschoben. Das Maximum liegt am Nordrand des Alpen-Karpatenbogens, ein weiteres Minimum im westlichen Mittelmeer. Näheres wird später bei Besprechung der Gruppen C gesagt. Ein Breiteneinfluß ist hier nicht feststellbar.

b) Gruppe B: Die Druckänderung am Boden und die Temperaturänderung der unteren Troposphäre (dp und dh).

In der geographischen Verteilung der Häufigkeiten von B_2, die hier nicht wiedergegeben wird, finden sich starke Gegensätze auf beiden Seiten des Alpen-Karpatenbogens. Nördlich des Gebirges werden von B_2 bis zu 60% und darüber erfaßt, im Mittelmeerraum dagegen sinkt der Anteil an der Gesamtzahl der möglichen Fälle unter 40%. Auffallend ist ein Häufigkeitsminimum von 44% innerhalb des Karpatenbogens, das 10% unter den Werten der Umgebung liegt.

Der Land—Meer-Einfluß ist, mit etwas höheren Werten im Osten als im Westen, gering, ein Breiteneffekt ist nicht feststellbar. Es gilt demnach:

Meer—Land:
Zunahme der Häufigkeit von B_2

Breiteneffekt N—S: 0

Gebirgseinfluß N—S:
starke Abnahme der Häufigkeit von B_2

Gruppe B_1 ist identisch mit C_1 (Abb. 4a) und wird weiter unten besprochen.

c) Gruppe C: Die Bodendruckänderung in ihrer Abhängigkeit vom Druck in der Höhe und von der Temperatur der unteren Troposphäre (dp, dH und dh).

Der Land—Meer-Einfluß macht sich vor allem bei den thermisch bedingten dp (C_3) bemerkbar (Abb. 4c). Die Häufigkeit von C_3 ist über dem Kontinent bedeutend höher als über dem Meer. Bei den beiden anderen Gruppen C_1 (Abb. 4a) und C_2 (Abb. 4b) sind im allgemeinen die Häufigkeiten über dem Atlantik etwas höher als über dem Kontinent. Die Alpen wirken sich in einem Ansteigen von C_1

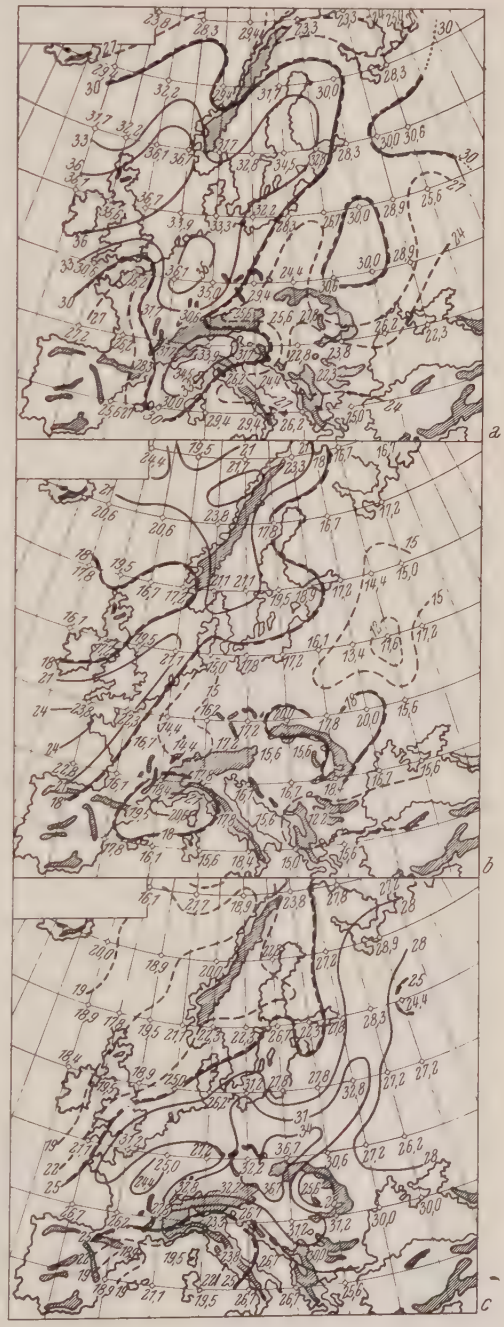


Abb. 4 Die Verteilung der Häufigkeiten der Gruppen C.
a) C_1 (sign dp = sign dH = sign dh), Mittel 29,7%
b) C_2 (sign dp = sign dH ∓ sign dh), Mittel 18,0%
c) C_3 (sign dp ∓ sign dH ∓ sign dh), Mittel 25,0%.

und C_2, und in einem Absinken von C_3 über Oberitalien aus. Ein Breiteneinfluß (bzw. ein Zusammenhang mit der i. V. des Druckes) ist nur bei C_1 festzustellen.

Zusammengenommen ergibt sich etwa folgendes Verhältnis der drei Gruppen C: Über dem Meer beträgt der Anteil von C_1 („hohe" dp) 30 bis 35%, der von C_2 („komplexe" dp) etwas über 20%, zusammen also etwa 55%, während die thermischen dp kaum 20% ausmachen. Über dem Kontinent sinken die Werte der „hohen" dp unter 30%, die von C_2 unter 15%, zusammen etwa 45%, während die Häufigkeit von C_3 hier das Maximum von über 35% erreicht. Am ausgeprägtesten ist diese „kontinentale" Verteilung nördlich der Alpen und Karpaten ($C_1 = 25\%$, $C_2 = 15\%$, $C_3 = 36{,}7\%$), während weiter ostwärts wieder eine Verschiebung zu Gunsten der „hohen" dp eintritt. Südlich der Alpen ist die Aufteilung typisch „ozeanisch".

Das zusammengefaßte Bild sieht demnach so aus:

	C_1	C_2	C_3
Meer—Land:	Abnahme	Abnahme	Zunahme der Häufigkeit
Breiteneffekt N—S:	Abnahme	0	0
Gebirgseinfluß N—S (Lee):	Zunahme (Max.)	Zunahme (Max.)	Abnahme (Min.) der Häufigkeit

Bei Gruppe C_2 setzt sich dp sowohl aus der Druckänderung der Höhe, wie aus der Änderung von dh zusammen, wobei aber aus der bloßen Anzahl der Fälle in keiner Weise entschieden werden kann, welcher Einfluß der stärkere ist. Nun ähnelt das Bild von C_2 (Abb. 4b) abgesehen von einer schwachen Breitenabhängigkeit weit mehr der Verteilung der „hohen" dp als der „thermisch" bedingten. Dies legt die Annahme nahe, daß der „hohe" Anteil bei Gruppe C_2 eine vorwiegendere Rolle spielt. Der hauptsächlichste Unterschied der Gruppen C_1 und C_2 besteht darin, daß bei C_2 der Gegensatz N—S des Alpen-Karpatenbogens nur schwach ausgeprägt ist, die Werte über Mitteleuropa eine auffällige Gleichmäßigkeit aufweisen und die Extreme etwas verlagert sind (Minimum der Häufigkeit von C_2 über dem mittleren Rußland).

Für vier charakteristische Punkte (39 über dem Meer, 35 über dem Festland, B nördlich und 53 südlich der Alpen, vgl. Abb. 1) wurden jene Tage, bei denen die Druckänderung der Höhe stärker war als der Druckeffekt der Temperatur, von jenen Tagen getrennt, bei denen umgekehrt die Wirkung der Temperaturänderung die ausschlaggebende war. Es zeigt sich, daß bei allen vier Punkten bei weitem der „hohe" Anteil überwiegt, im Norden mehr noch als im Süden, also in Breiten, in denen die i. V. des Druckes groß ist, steigt auch noch die Bedeutung der „hohen" dp innerhalb der Gruppe C_2. Im einzelnen lautet das Ergebnis:

Bei Punkt	Häufigkeit von C_2	Überwiegend „hoher" Anteil	Überwiegend thermischer Anteil	Beide Anteile gleich
39	28	24	2	2
35	17	12	1	4
B	18	8	4	6
53	23	9	8	6

d) Gruppe D: Die Druckänderungen in der Stratosphäre und in der oberen Troposphärenhälfte (dH_{96} und dH).

Ganz abweichend von den bisherigen Fällen ist die Verteilung der Häufigkeiten der Gruppen D_1 und D_2. Der Land—Meer-Einfluß tritt hier stark, wenn nicht sogar ganz zurück. Die höchsten Werte, also die beste Vorzeichenübereinstimmung des Druckes in der Stratosphäre (zirka 16 km Höhe) und in der oberen Troposphäre (dH der 225 und 500 mb-Fläche) finden sich über dem Meer (Biscaya, Nordmeer) und zwischen 45° und 65° Breite über dem mitteleuropäischen Raume (Abb. 5). Das Maximum von 64% liegt in Süddeutschland. Recht große Gegensätze bestehen zwischen dem Norden und dem Süden des Alpen-Karpatenraumes, es verlaufen also selbst bei den „stratosphärischen" Gruppen die Isolinien parallel dem Gebirgszug.

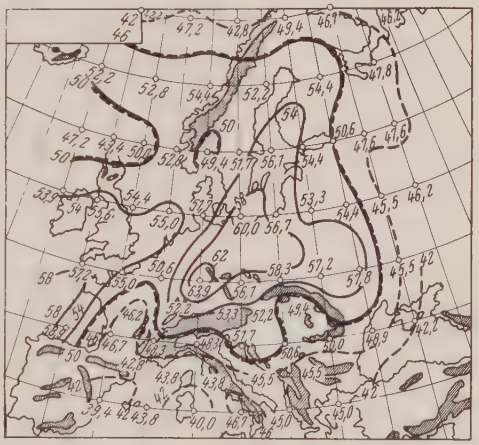


Abb. 5. Die Verteilung der Häufigkeiten der Gruppe D_1 (sign dH_{96} = sign dH), Mittel 50,6%.

Letzteres ist auch eines der typischesten Merkmale von Gruppe D_2 (sign $dH_{96} \neq$ sign dH), natürlich in umgekehrtem Sinne. Im Mittel ist die Häufigkeit der Gruppe D_1 mehr als doppelt so hoch als die von D_2 (Tabelle 2). Im einzelnen ändert sich das Verhältnis ganz wesentlich, im mitteleuropäischen Raume beträgt es 5 zu 1 (Süddeutschland, Böhmen), im nördlichen Mittelmeer hingegen nur 3 zu 2. Im großen und ganzen ist das Bild der Häufigkeitsverteilung der Gruppe D_2 viel unruhiger als das von D_1.

Es besteht eine gewisse Ähnlichkeit mit [5] Abb. 8 (dH_{225}/dH_{96}). Einem Gebiet guter Übereinstimmung der Vorzeichen der Druckänderungen in der oberen Troposphäre und in der Stratosphäre entspricht ein solches starker Abnahme der Veränderlichkeit des Druckes in der Stratosphäre und umgekehrt häufigerem Vorzeichenwechsel eine geringere

Abnahme der i. V. mit der Höhe, eine Parallele, die eigentlich nicht zu erwarten gewesen wäre.

Die Häufigkeitsverteilung der D_1 zeigt folgende Merkmale:

Meer—Land:	schwache oder keine Abnahme der Häufigkeit von D_1
Breiteneffekt N—S:	Mitte hohe, Norden und Süden geringe Häufigkeit
Gebirgseinfluß N—S:	starke Abnahme der Häufigkeit

e) Gruppe E: Die Temperaturänderungen der unteren Troposphäre und die Druckänderungen darüber (dh und dH).

Wesentlich gleichmäßiger in der Verteilung erscheint die Zuordnung der Temperatur in der unteren Troposphärenhälfte zu den Druckänderungen der oberen Troposphäre (sign dh = sign dH) (Abb. 6). Die enge Beziehung dieser beiden Elemente drückt sich schon in dem hohen Mittelwert (vgl. Tabelle 2) aus. Die Häufigkeitswerte sind über dem Kontinent höher als über dem Meer. Das Maximum konzentriert sich auf den Raum zwischen 45° und 60° Breite. Es ist auch ein gewisses Ausrichten der Isolinien nach den Gebirgszügen festzustellen, und zwar sowohl im Alpen- wie im skandinavischen Raume.

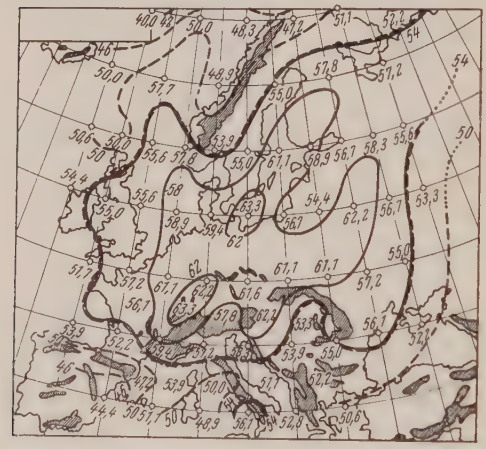


Abb. 6. Die Verteilung der Häufigkeiten der Gruppe E_1 (sign dh = sign dH), Mittel 47,7 %.

Die ergänzende Gruppe zu E_1 ist C_2 (Abb. 4b). Im Mittel beträgt das Verhältnis der Häufigkeiten der beiden Gruppen E_2 zu E_1 1:3. Fast nirgends ist die Anzahl der Fälle der Gruppe E_2 auch nur halb so groß wie die von E_1, beträgt aber häufig nur ein Viertel.

f) Die Gruppe VII und die Restgruppe.

Gruppe VII nimmt eine Sonderstellung ein, da im allgemeinen die Einteilung so vorgenommen wurde, daß die Änderungen des Druckes in der Höhe der 500 und der 225 mb-Fläche gleichgerichtet sind. In der geographischen Verteilung zeigt sich eine eindeutige Abnahme der Häufigkeit dieser Gruppe von Norden nach Süden. Besonders niedrig sind die Werte im mitteleuropäischen Raume, besonders hoch in etwa 60° Breite.

Die Häufigkeitsverteilung der *Rest*gruppe ergibt sich aus der Ergänzung der in Abb. 2 dargestellten prozentualen Häufigkeiten auf 100.

Größere Bedeutung hat die Gruppe vor allem in niedrigen Breiten, wo sie bis zu 30% aller Fälle ausmacht. Wie sich die Restgruppe in den einzelnen Fällen auswirkt, soll im folgenden Abschnitt gezeigt werden.

3. Die Gruppeneinteilung nach je zwei Elementen.

Die rein formelle Gruppierung nach der Änderungsart von nur zwei Elementen läßt die folgenden zehn Gruppen zu:

1. sign dp = sign dH_{500}	59,8%	6. sign dH_{500} = sign dH_{225}	73,9%
2. sign dp = sign dh	34,6%	7. sign dH_{500} = sign dH_{96}	58,7%
3. sign dp = sign dH_{224}	52,8%	8. sign dH_{225} = sign dh	65,3%
4. sign dp = sign dH_{96}	49,3%	9. sign dH_{225} = sign dH_{96}	63,5%
5. sign dH_{500} = sign dh	61,5%	10. sign dH_{96} = sign dh	54,2%

(Neben den Gruppen steht der jeweilige aus den Punkten der Abb. 1 gebildete Mittelwert in % der 180 möglichen Wertepaare.)

Bei dieser Gruppierung ist zu bedenken, daß bei einer Gegenüberstellung von Vorgängen verschiedener Höhen, ohne Rücksicht darauf zu nehmen, was dazwischen geschieht (z. B. bei Gruppe 4), auch Fälle mit einbezogen werden können, die in Wirklichkeit ohne ursächlichen Zusammenhang stehen. Dadurch können engere Beziehungen vorgetäuscht werden, als tatsächlich vorhanden sind. Es gestattet uns diese Einteilung verglichen mit der früheren Gruppierung einen Einblick in den Aufbau der sogenannten „Restgruppe", da hier *alle* Fälle berücksichtigt werden. So sind z. B. bei Gruppe 2 alle Fälle aus den früheren Gruppen I und IV enthalten und dazu noch alle Fälle der Restgruppe bei denen dH_{500}, dH_{225} oder dH_{96} Null waren und die daher in den Gruppen I bis VII nicht mitgezählt wurden.

Gruppe 1 (sign dp = sign dH_{500}): Die Verteilung der Häufigkeiten ähneln sehr der Abb. 3 (sign dp = sign dH), wobei hier allerdings der Zusammenhang mit der physikalischen Gliederung Europas besser und kontrastreicher zum Ausdruck kommt. Die höchsten Häufigkeitswerte (über 70% aller Fälle) liegen an der Westküste Skandinaviens und südlich Irlands. Dieser Streifen maximaler Übereinstimmung zwischen dp und dH_{500} lag im Winterhalbjahr 1937/38 etwa 10° weiter östlich (Ostsee, Südteil der Nordsee und Frankreich). Ein zweiter bemerkenswerter Unterschied findet seine Begründung in der Wahl der besonderen Punkte A bis K (Abb. 1). Der Alpeneinfluß kommt 1943 dadurch besonders zur Wirkung, die Gegensätze zwischen Alpensüd- und -nordseite werden auf noch engerem Raume zusammengedrängt und die Extreme verschärft. Das Häufigkeitsminimum (1943 etwa 52%) am Nordrand der Alpen fehlte 1937/38 und auch bei Hoinkes [*2*], ebenso war das Häufigkeitsmaximum im Süden der Alpen 1937/38 weniger hervortretend als 1943.

Während 1938 (vgl. [*2*], Abb. 9 bis 12) der „hohe" Einfluß vom Meer zum Kontinent kontinuierlich abnahm, zeigt sich im Winter 1937/38 und im Mittel des ersten Halbjahres 1943 eine Zone maximaler Übereinstimmung der Vorzeichen von dp und dH, im Bereich von der Ostsee

über die britischen Inseln, Frankreich, bzw. Spanien bis Oberitalien, während weiter westlich die Werte neuerlich abnehmen. Diese Maximalzone zeigt sich besonders deutlich an Tagen mit $dp > 5$ mb. Unter der Annahme einer allgemeinen Westdrift in diesen Breiten bedeutet dies, daß der „hohe" Einfluß bei Erreichen des Kontinents verstärkt wird, während Hoinkes hier nur eine Verdichtung der Isolinien, also einen rascheren Übergang vom ozeanischen zum kontinentalen Typus bekommt. Diese Feststellung ist vor allem dann wichtig, wenn von den vertikalen Achsen der Druckgebilde gesprochen wird. Es würde dies bedeuten, daß die Phasenverschiebung der Fickerschen Primär- und Sekundärwellen vor den Küsten besonders klein wird, was einem Aufstellen der Druckachsen gleichkommt.

Die Häufigkeiten der *Gruppe 5* (sign dh = sign dH_{500}) nehmen in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Hoinkes [2] nach Nordwesten ab und liegen dort beträchtlich unter dem Mittelwert. Eine Zone maximaler Häufigkeit verläuft in mittleren Breiten von West nach Ost (Breiteneinfluß) mit Höchstwerten über Deutschland und Polen (70%). Die Abweichungen dieser Gruppen während der einzelnen untersuchten Zeiträume ist so stark, daß Zweifel bestehen, ob diese Zusammenhänge als reell zu bezeichnen sind.

Die Mittelwerte der drei Gruppen 1, 2 und 5, weichen im Jahre 1943 von denen des Winterhalbjahres 1937/38 recht erheblich ab. Ein unmittelbarer Vergleich der Tabelle 2 mit früheren Ergebnissen ist nicht gut möglich. Die Wahl von dH für die Druckänderungen der ganzen oberen Troposphärenhälfte (dH_{500} und dH_{225}) gegenüber der Verwendung von dh allein täuscht, wie schon erwähnt, das Ergebnis zu Gunsten des Temperatureinflusses (vgl. S. 179). Dies geht auch unmittelbar aus einer Gegenüberstellung der Gruppen C zu den Mittelwerten der „hohen", „komplexen" und „niederen" dp bei Hoinkes hervor:

	C_1 „hohe" dp	C_2 „komplexe" dp	C_3 „niedrige" dp
Hoinkes [2], 1938 .	52,4	21,3	26,3%
1943	41,4	25,0	33,7%

Daß diese Verschiebung von der Seite der „hohen" zu den „niederen" dp 1943 jedoch nicht allein und ausschließlich der anderen Art der Gruppierung zuzuschreiben ist, ersieht man schon aus den Mittelwerten der Gruppe B_1. In nur 29,7% (Tabelle 2) aller Fälle ist sign dp = sign dh, also keinerlei Mitwirkung der Temperaturänderung an dp vorhanden, demgegenüber bekommt Hoinkes für die gleiche Gruppe im Mittel 46%:

	Gruppe 1 sign dp = sign dH_{500}	Gruppe 2 sign dp = sign dh	Gruppe 5 sign dH_{500} = sign dh
1937/38	66,0	43,8	70,8%
Hoinkes [2], 1938 .		46,0	%
1943	59,8	34,6	61,3%

Bei Gruppe sign dp = sign dh kommen die Werte 1937/38 dem Jahresmittel 1938 (Hoinkes) sehr nahe, das Mittel für 1943 liegt jedoch mehr

als 10% darunter. Auch die Häufigkeiten der beiden anderen Gruppen 1 und 5 liegen 1943 wesentlich unter jenen von 1937/38. Es scheint der Zeitabschnitt 1943 „kontinentaler" gewesen zu sein, denn selbst in gleichen Gebieten liegen 1943 die Werte obiger Gruppen einige % unter jenen von 1937/38. In den charakteristischen Merkmalen der synoptischen Verteilung werden hierdurch jedoch *keine* wesentlichen Unterschiede hervorgerufen.

Erstaunlich ist auch die Ähnlichkeit der geographischen Verteilung der Häufigkeiten der Gruppe 1 mit der Abb. 3 (A_1). Die Einbeziehung auch der Druckänderung in der Höhe der 225 mb-Fläche ändert an der synoptischen Übersicht also nur wenig. Dies kommt noch besser durch Gruppe 3 (sign dp = = sign dH_{225}) zum Ausdruck, deren geographische Verteilung ebenfalls ganz ähnlich jener der Gruppe 1 ist. Das Mittel von 52,8% ist nur um 5% höher als das der Gruppe A_1, hingegen beträgt der Anteil der Restgruppe 20%.

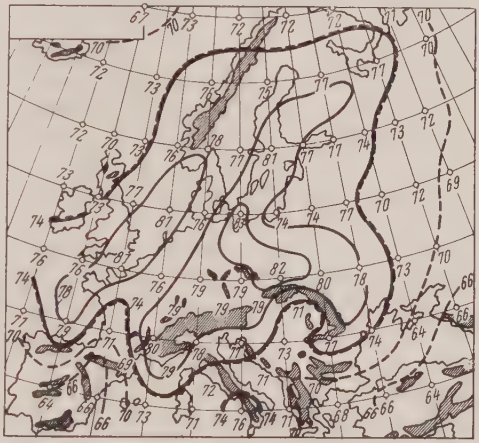


Abb. 7. Die Verteilung der Häufigkeiten der Gruppe 6 (sign dH_{500} = sign dH_{225}), Mittel 73,9%

Dieser Vergleich der Gruppen 1, 3 mit A_1 läßt erkennen, daß die so charakteristische Verteilung der Abb. 3 ihre Ursache in den unteren Atmosphärenschichten hat und daß die Beziehungen der Druckänderungen in der oberen Troposphärenhälfte so eng und örtlich wenig verschieden sind, daß sie das Bild nur mehr unbedeutend ändern. Dies wird unmittelbar durch *Gruppe 6* (sign dH_{500} = sign dH_{225}, Abb. 7) bestätigt. Mit dem Mittel von 73,9% ist es jene Gruppe, deren Elemente die stärkste Bindung zueinander aufweisen. Das Maximum von mehr als 80% liegt im mitteleuropäischen Raume. Trotz weit geringerer Streuung der Werte kann man ein deutliches Anschmiegen der Isolinien an die Gebirge feststellen.

Eine Gegenüberstellung der Mittelwerte der Gruppe 1 und 6 bestätigt also wieder, daß ein Vorzeichenwechsel der Druckänderungen in der unteren Troposphärenhälfte bedeutend häufiger vorkommt als in der oberen Troposphäre. Besonders fällt nördlich des Alpen-Karpatenbogens die gute Übereinstimmung der Vorzeichen von dH_{500} und dH_{225} und die geringe zwischen dp und dH_{500} auf; im Westen Europas hingegen besteht zwischen oben und unten fast kein Unterschied.

Die Gegenüberstellung von sign dp und sign dH_{96} gibt ein recht unregelmäßiges Bild (*Gruppe 4*). Der Mittelwert von 49,3% besagt

immerhin, daß noch eine positive Beziehung zwischen den beiden Elementen besteht.

Gruppe 9 (sign dH_{225} = sign dH_{96}) weist in ihrer synoptischen Übersicht wiederum eine große Ähnlichkeit mit Gruppe D_1 (Abb. 5) auf. Daß der Mittelwert fast 14% höher liegt als bei Gruppe D_1 besagt, daß in der Restgruppe eine beachtliche Anzahl von Tagen enthalten ist, bei denen dH_{96} und dH_{225} das gleiche Vorzeichen haben. Die synoptische Verteilung der Häufigkeiten wird aber dadurch nur unwesentlich beeinflußt.

Gruppe 7 (sign dH_{500} = sign dH_{96}) setzt sich aus den Gruppen 6 und 9 zusammen, das Bild der Häufigkeitsverteilung wird daher von diesen beiden Gruppen bestimmt.

Ein Vergleich der Häufigkeitsverteilung der Gruppe 5 (sign dh = = sign dH_{500}) mit Gruppe E_1 (sign dh = sign dH) deutet darauf hin, daß der Zusammenhang der Temperaturänderungen der unteren Troposphäre mit den Druckänderungen an der Stratosphärengrenze enger ist als mit dH_{500}. Dies geht auch aus dem Mittelwert der *Gruppe 8* (sign dH_{225} = sign dh) 65,3%, hervor, welcher mehr als 4% über dem der Gruppe 5 liegt. Die synoptische Verteilung der Häufigkeiten dieser Gruppe gleicht sehr stark der Abb. 6 (Gruppe E_1), mit einer maximalen Zone zwischen 45° und 65° Breite (Zusammenhang mit der i. V. von H_{225}).

Eine ähnliche Verteilung ergibt auch *Gruppe 10* (sign dh = sign dH_{96}). Das Maximum ist aber etwas nach Norden verschoben. Der Mittelwert beträgt nur 54,2%.

Durch Einbeziehung der *Rest*gruppe, die selbst mehr als 20% aller Fälle ausmacht, wird der prozentuelle Anteil der einzelnen Gruppen nicht wesentlich geändert wie nachstehender Vergleich zeigt:

Gruppe (ohne Rest):		Gruppe (mit Rest):	
A_1: sign dp = sign dH	65,6%	1: sign dp = sign dH_{500}	64,3%
B_1: sign dp = sign dh	37,4%	2: sign dp = sign dh	37,8%
D_1: sign dH_{96} = sign dH	69,7%	9: sign dH_{96} = sign dH_{225}	67,3%
E_1: sign dh = sign dH	75,7%	8: sign dh = sign dH_{225}	71,4%

4. Die Trennung nach den Vorzeichen der Druckänderungen.

Bei Trennung nach positiven und negativen Druck- bzw. Temperaturänderungen erscheint im allgemeinen, wie dies schon aus den Mittelwerten hervorgeht, bei Druck- und Temperaturzunahme in der freien Atmosphäre die Übereinstimmung der Elemente besser zu sein als bei den negativen Änderungen. Hingegen ergeben sich im Alpenraume gerade bei Druck- und Temperaturabnahme zwischen Alpennord- und -südseite stärkere Gegensätze.

5. Die einzelnen Gruppen im Jahresgang.

Zur Feststellung der Änderungen in der synoptischen Verteilung der Gruppen im Jahresgang wurden jeweils mehrere Punkte mit gleichen charakteristischen Eigenschaften zusammengefaßt und auf Breiten-

einfluß, Land—Meer-Verteilung und Gebirgseinfluß im Jahresgang untersucht. Nur bei Gruppe A_1, wobei es sich also um eine Vereinigung von gleichzeitig vier der zusammen sieben Gruppen handelt, wurde auch der Versuch unternommen, die Monatsmittel kartographisch darzustellen.

Zum Unterschied zur i. V. des Druckes und der Temperatur sowie zu den Höhen der St. I. Fl. selbst konnte hier kein charakteristischer Jahresgang gefunden werden. Als charakteristisch können nur folgende Merkmale aufgefaßt werden: Der Land—Meer-Einfluß tritt im Sommer stärker hervor als in der kalten Jahreszeit. Die Isolinien, die im Winter mehr die West-Ost-Richtung bevorzugen, stellen sich in der wärmeren Jahreszeit mehr in eine Nord-Südrichtung um. Dies kann wiederum als Argument eines Zusammenhanges des erhöhten „stratosphärischen" Einflusses mit der i. V. des Druckes selbst gewertet werden [*5*]. Hingegen macht sich der Gebirgseinfluß im Winter stark bemerkbar. Die Kontraste zwischen dem Norden und Süden des Gebirges sind in der kalten Jahreszeit besonders scharf.

Das wichtigste Ergebnis dieser jahreszeitlichen Trennung ist jedoch, daß bei Gruppen *A* bis *E* nichts auf eine Umkehr des Land—Meer-Einflusses vom Winter zum Sommer schließen läßt. Eine solche Umkehr hätte aber dann stattfinden müssen, wenn die Abhängigkeit der Bodendruckänderung von *dh* und *dH* durch eine verschiedenartige vertikale Schichtung der Atmosphäre (labil oder stabil) über Land und Meer erklärt würde ([*27*], S. 283).

II. Die quantitative Zusammensetzung der Gruppen.

1. Der mittlere Anteil P_m der Gruppen an der Summe der absoluten Änderungen der Elemente.

Die Berechnung der Absolutbeträge der fünf Elemente und deren Anteile an den einzelnen Gruppen wurde nur für acht charakteristische Punkte durchgeführt. Dabei wurden rein maritime oder kontinentale Lagen oder Punkte im Lee der Gebirge herausgegriffen. Es sind dies die Punkte: 8, 15 und 39 über dem Meer, 35, 44 und *C* über dem Festland sowie Punkt 20 und 53 (Lee) (vgl. Abb. 1 und 3). Das Gesamtmittel dieser acht Punkte entspricht ungefähr dem Europamittel. Die mittlere i. V. der acht Punkte liegt nur wenig über dem Durchschnitt des ganzen untersuchten Raumes (Tabelle 3a). Die Häufigkeit der Gruppen weicht fast nirgends mehr als 1% vom europäischen Mittel ab. Das Mehr der einzelnen Gruppen geht hauptsächlich auf Kosten der Restgruppe.

Für jeden dieser acht Punkte wurde die Summe der absoluten Beträge (Gesamtsumme der Änderungen der sechs Monate) für jedes einzelne Element gebildet. Dann wurde die Summe der absoluten Änderungen der fünf untersuchten Elemente innerhalb jeder der Gruppen in Prozent der Gesamtsumme ausgedrückt (= mittlerer Anteil P_m). Weiters wurde die mittlere Änderung I_m (Intensität) für jede der Gruppen und jedes Element berechnet (Summe der absoluten Änderungen innerhalb einer Gruppe geteilt durch die Häufigkeit). Diese Berechnungen gewähren

Tabelle 3. *Mittlere absolute Anteile P_m und mittlere Intensitäten I_m der Gruppen I bis VII.*

a) Mittlere i. V. und mittlere Häufigkeiten der Gruppen. (1. Mittel Europas; 2. Mittel der acht Punkte.)

i. V.	dp	dH_{500}	dH_{225}	dH_{96}	dh
1	5,8 mb	5,8	8,2	6,2	4,7 ddm
2	6,2 mb	6,2	8,7	6,1	4,9 ddm

Häufigkeiten	I	II	III	IV	V	VI	VII	Rest
1	22,3	11,6	16,8	7,5	6,4	8,3	6,7	20,5%
2	23,4	12,8	16,3	6,9	5,8	9,0	6,2	19,4%

b) Mittlerer Anteil P_m (in % der Gesamtsumme).

dp	24,5	19,9	9,8	6,2	9,2	6,4	8,1	15,8
dH_{500}	38,4	13,1	16,9	8,8	6,3	7,0	2,2	7,2
dH_{225}	37,3	10,8	23,2	7,4	3,7	8,0	3,9	5,7
dH_{96}	30,2	14,4	21,4	4,1	3,8	5,5	6,3	14,2
dh	26,6	6,3	26,6	5,9	3,1	13,2	5,6	12,7

c) Mittlere Intensität I_m der Elemente.

dp	6,5	9,6	−3,7	5,5	9,8	−4,4	−8,1	5,1 mb
dH_{500}	10,2	6,4	6,4	8,0	6,7	4,8	−2,2	2,3 ddm
dH_{225}	13,9	7,3	12,3	9,3	5,5	7,6	5,4	2,6 ddm
dH_{96}	7,9	6,9	8,0	−3,6	−4,0	−3,7	6,1	4,5 ddm
dh	5,5	−2,4	7,9	4,2	−2,6	7,2	4,4	3,2 ddm

einen sehr guten Einblick in den Aufbau, das Wesen und die Bedeutung der einzelnen Gruppen im gesamten atmosphärischen Druckgeschehen.

a) Die Gruppen I bis VII und ihre Anteile an den absoluten Änderungen.

Die Summe der Anteile P_m aller jener Fälle, die von den Gruppen I bis VII erfaßt werden, ist prozentuell viel größer, als es ihrer Häufigkeit entsprechen würde (Tabelle 3) (Restgruppe: $n = 19{,}4\%$, während die P_m der Restgruppe kleiner sind). Dies betrifft vor allem die P_m von dH_{500} (mit 92,8%) und dH_{225} (mit 94,3%). Die geringe Intensität dieser beiden Elemente innerhalb der Restgruppe besagt außerdem, daß es sich bei letzteren um Tage mit besonders geringen Druckschwankungen in der oberen Troposphäre handeln muß.

Gar nicht so unbedeutend erscheint die Restgruppe hingegen für die Änderungen des Bodendruckes (15,8%, Tabelle 3). Die mittlere Intensität ($I_m = 5{,}1$ mb) reicht nahe an die mittlere i. V. der acht Punkte. Da der Anteil der „hohen" troposphärischen Druckänderungen gering ist (s. oben), muß es sich hier um ausgesprochen „niedrige" Vorgänge handeln. Dafür spricht auch der hohe Anteil der dh ($P_m = 12{,}7\%$).

Wenn für die Restgruppe alle Fälle mit sign $dp \neq$ sign dh herausgesucht werden, ergibt sich für diese Tage bei dp ein P_m von 11,8%,

also der Hauptanteil der Restfälle. Ebenfalls recht groß ist der Anteil der dH_{96} an der Restgruppe (14,2%). Es sind vor allem solche Tage, an denen die Druckänderung in 16 km Höhe stärker ist als an der Stratosphärengrenze. Häufig findet hier ein Vorzeichenwechsel innerhalb der Stratosphäre oder aber zumindest in der oberen Troposphäre statt. Außer in der Restgruppe ist die mittlere Intensität I_m der dH_{96} nur in Gruppe VII größer als jene der dH_{225}.

Die Aufteilung der P_m auf die Gruppen hat gewisse Ähnlichkeit mit der Verteilung der Häufigkeiten (vgl. Tabelle 3a mit 3b). So erscheinen auch hier wieder die drei ersten Gruppen als die wichtigsten (ausgenommen Gruppe II für dh).

Besonders auffallend ist der hohe Anteil der dH_{500} und dH_{225} bei Gruppe I (Tabelle 3b). Dabei ist auch die mittlere Intensität I_m besonders groß (Tabelle 3c). Das heißt, daß gerade an solchen Tagen, an denen die Intensität der Druckänderungen der oberen Troposphäre besonders groß ist, sich meist auch dp, dH_{96} und dh in gleicher Richtung ändern. Es sei betont, daß der Anteil von dh, der also ursächlich mit den starken Schwankungen von dH_{225} verbunden erscheint, jedoch nur abschwächend auf die Bodendruckänderung dp wirkt, auch sehr groß ist.

Am zweithäufigsten ist Gruppe III (Tabelle 3a). Für dp spielt sie eine weit geringere Rolle (Tabelle 3, $P_m = 9{,}8\%$); auch die Intensität der dp ($I_m = -3{,}7$ mb)[1] liegt beträchtlich unter der mittleren i. V. von p der acht Punkte (6,2 mb). Dagegen sind die Druckschwankungen in der Höhe sehr stark (I_m von $dH_{225} = 12{,}3$ ddm). Sie werden aber durch besonders starke, gleichgerichtete Temperaturschwankungen der ganzen Troposphäre (I_m von $dh = 7{,}9$ ddm) *über*kompensiert. P_m von dh ist ebenso groß wie bei Gruppe I.

Einen weit größeren Anteil an den Bodendruckänderungen hat Gruppe II (Tabelle 3, $P_m = 19{,}9\%$). Die Intensität der hohen Druckänderungen entspricht ungefähr der mittleren i. V., I_m von dh ist gering (etwa 50% der mittleren i. V. von h). Trotzdem ergibt die Summe des „hohen" und „niedrigen" Anteiles den doppelten Betrag der P_m von dp der Gruppe III.

So weit es sich um troposphärische Vorgänge handelt, gilt auch wieder ganz entsprechendes für die drei Gruppen IV, V und VI (vgl. Gruppenschema S. 174); nur treten diese Gruppen in ihrer Bedeutung für das Geschehen der oberen Troposphäre noch mehr zurück. Auffallend ist hier nur der besonders hohe Anteil der Temperaturänderungen bei Gruppe VI (P_m von $dh = 13{,}2\%$), der sich wiederum, entsprechend dem Vorzeichenwechsel der Druckänderungen in den unteren Troposphärenschichten, bei dp nur wenig auswirkt, während die Summe der verhältnismäßig schwachen Änderungen von dH und dh bei Gruppe V einen wesentlich größeren Anteil der dp ergibt. Die Bedeutung, die diesen Gruppen

[1] Das Zeichen (—) in Tabelle 3c und 4c usw. bedeutet nur, daß das bezeichnete Element das entgegengesetzte Vorzeichen zu dem der anderen Elemente hat, entsprechend dem Gruppenschema S. 174.

für das stratosphärische Geschehen zukommt, ist aus den Anteilen der dH_{96} zu erkennen. Diese betragen nur einen Bruchteil jener Fälle, bei denen die stratosphärische Druckänderung der Troposphäre gleichgerichtet ist. Die Intensität der dH_{96} ist etwa halb so groß. Genaueres soll später bei Besprechung der zusammenfassenden Gruppen D gesagt werden. Die stärkste Gruppe ist auch in der Stratosphäre Gruppe I (Tabelle 3b, dH_{96}); dann folgt III und dann erst II. I_m von dH_{96} ist bei den ersten drei Gruppen ungefähr gleich hoch.

b) Gruppen A bis E und ihre Anteile an den absoluten Änderungen.

Wie aus den vorhergehenden Abschnitten zu ersehen ist, tritt eine ganz beachtliche Verschiebung der Bedeutung der einzelnen Gruppen ein, wenn man nicht nur das Vorzeichen, sondern auch die Absolutwerte für die verschiedenen Elemente bzw. Höhen mitberücksichtigt. Diese Verschiebung geht bei dp zu Gunsten des „hohen" Einflusses, allgemein aber zu Gunsten jener Gruppen mit gleichgerichteten interdiurnen Änderungen aller Elemente. Dies kommt noch deutlicher bei den Gruppen A bis E zum Ausdruck (Tabelle 4), für den Bodendruck besonders durch die Gruppen C_1, C_2 und C_3.

Tabelle 4. *Mittlere absolute Anteile P_m und mittlere Intensitäten I_m der Gruppen A bis E und 6.*

	A_1	C_1	C_2	C_3	D_1	D_2	E_1	6	Rest
	a) Mittlere Häufigkeiten der Gruppen. (1. Mittel Europas; 2. Mittel der acht Punkte.)								
1	47,8	29,8	18,0	25,1	50,7	22,2	54,9	72,9	27,2
2	48,9	30,3	18,6	25,3	52,5	21,7	55,6	74,2	25,6
	b) Mittlerer Anteil P_m (in % der Gesamtsumme).								
dp	59,8	30,7	29,1	16,2	54,2	21,8	46,9	76,0	23,9
dH_{500}	66,6	47,2	19,4	23,9	68,4	22,1	71,1	90,5	9,4
dH_{225}	59,2	44,7	14,5	31,2	71,3	19,1	75,9	90,4	9,6
dH_{96}	52,5	34,3	18,2	26,9	66,0	13,4	61,2	79,4	20,5
dh	41,9	32,5	9,4	39,8	59,5	22,2	72,3	81,7	18,3
	c) Mittlere Intensität I_m der Elemente.								
dp	7,6	6,3	9,7	−3,9	(6,4)	(6,2)	(5,2)	(6,3)	mb
dH_{500}	8,4	9,7	6,5	5,8	8,1	6,3	7,9	7,6	ddm
dH_{225}	10,5	12,8	6,8	10,6	11,7	7,6	11,8	10,5	ddm
dH_{96}	(6,6)	(6,9)	(6,0)	(6,5)	7,7	−3,8	(6,7)	(6,6)	ddm
dh	(4,2)	5,2	−2,5	7,7	(5,5)	(5,0)	6,3	(5,4)	ddm

Gruppe C_2 hat bei relativ geringerer Häufigkeit einen hohen Anteil P_m an dp, Gruppe C_3 aber bei hoher Häufigkeit einen kleineren Anteil P_m (Tabelle 4). Es wurde schon früher darauf verwiesen, daß innerhalb der Gruppe C_2 („komplexe" dp) der Anteil des „hohen" Einflusses bedeutend

größer ist als der „niedrige". Dies wird hier noch augenscheinlicher. In Gruppe C_2 ist P_m von dh gering (9,4%), da auch I_m von dh klein ist (— 2,5 ddm)[1], während gerade bei Gruppe C_1, bei der die Temperaturänderung der hohen Druckänderung entgegenwirkt, die mittlere Veränderlichkeit doppelt so hoch ist. Die Beteiligung der „hohen" Druckänderungen bei Gruppe C_2 ist hingegen verhältnismäßig stark, obwohl auch hier I_m von dH_{500} nicht übermäßig erscheint. Den vorwiegend „niedrigen" Einfluß stellt dagegen wiederum die Gruppe C_3 dar, vermehrt um jenen Anteil der Restgruppe, bei dem sign $dp \neq$ sign dh (11,8%) ist. Das Verhältnis der „hohen" zu den „niedrigen" dp beträgt unter Berücksichtigung aller Fälle demnach etwa 60 zu 28.

Besonders groß ist der Anteil der dH_{500} (66,6%) bei Gruppe A_1. Bemerkenswert ist auch hier der hohe Anteil der dh, wodurch die Bedeutung der „hohen" Druckschwankungen gegenüber den „selbständig-niedrigen" noch mehr betont wird.

Auch bei den stratosphärischen Gruppen D verschiebt sich das Verhältnis so, daß der Anteil an den absoluten Änderungen für die Fälle sign dH_{225} = sign dH_{96} bedeutend zunimmt (Tabelle 4), für alle Fälle sign $dH_{225} \neq$ sign dH_{96} stark abnimmt. Bei D_1 handelt es sich um Tage mit besonders hoher I_m von dH_{225}, während nur dann dH_{96} das umgekehrte Vorzeichen von dH_{225} hat, wenn die Intensität der Druckschwankungen an der Stratosphärengrenze gering ist und unter der mittleren i. V. liegt. Es sind also auch in der Stratosphäre vollkommen selbständige Vorgänge in der Minderzahl.

Ein recht enger Zusammenhang ergab sich zwischen der Temperaturänderung und der Druckänderung der oberen Troposphäre. Während die Häufigkeit der Gruppe E_1 nur 55,6% beträgt, steigen die P_m bis über 70%. Es sind wiederum die besonders starken Druckschwankungen an der Stratosphärengrenze, die mit ebenfalls besonders starken Temperaturschwankungen gleichen Vorzeichens verbunden sind (I_m von $dh = 6{,}3$ ddm).

Schließlich werden noch alle jene Tage zusammengefaßt, bei denen innerhalb der oberen Troposphärenhälfte kein Vorzeichenwechsel des Druckes stattfindet (gewissermaßen frühere Gruppe 6, vgl. S. 183), die Fälle sign dH_{225} = sign dH_{500} der Restgruppe sind hier nicht mit einbezogen, was aber weiter keine Bedeutung mehr hat. Die Zahlen in Tabelle 4b sprechen für sich.

2. Auswirkung der Land—Meer-Verteilung auf die absoluten Beträge.

Die Land—Meer-Verteilung macht sich bei der Häufigkeitsverteilung der einzelnen Gruppen in der Weise geltend, daß die sogenannten „hohen" Gruppen (A_1, C_1, C_2) über Meer, die „niedrigen" (C_3, VII) über dem Kontinent an Bedeutung gewinnen (vgl. Abb. 3 und 4a—c). Dies ist auch hier wieder (Tabelle 5a) deutlich zu erkennen. Werden nun auch

[1] Die Werte I_m in Tab. 4c, die sich aus gleichen und ungleichen Vorzeichen zusammensetzen, sind in Klammern gesetzt.

Tabelle 5. *Der Land—Meer-Einfluß auf die mittleren Anteile P_m und auf die mittleren Intensitäten I_m (Gruppen A bis E).*

		A_1	C_1	C_2	C_3	D_1	D_2	E_1	6.	Rest
Punkte		a) Mittlere Häufigkeiten der Gruppen.								
Meer: 8, 15, 39		53,0	31,6	21,4	19,3	53,1	19,1	51,5	72,1	27.8
Land: 35, 44, C		42,6	26,3	16,3	31,9	52,3	22,0	58,0	74,3	25.6
		b) Mittlerer Anteil P_m (in % der Gesamtsumme).								
Meer:	dp	63,6	31,5	32,1	11,3	54,0	20,8	43,0	74,7	25,3
	dH_{500}	71,3	47,1	24,2	17,9	65,4	23,8	65,3	89,2	10,6
	dH_{225}	64,1	46,4	17,9	24,5	68,8	20,2	71,0	89,0	10,8
	dH_{96}	55,1	35,8	19,2	22,4	66,8	10,8	58,4	77,6	22,4
	dh	46,3	36,1	10,3	31,2	57,0	20,8	67,1	77,5	22,4
Land:	dp	52,0	25,6	26,4	23,3	53,1	22,3	48,9	75,2	24,4
	dH_{500}	56,8	41,6	15,2	34,0	70.8	20,2	75,7	90,8	9,7
	dH_{225}	48,7	36,9	11,8	41,8	72,1	18,2	78,7	90,4	9,4
	dH_{96}	45,0	28,0	17,2	33,7	65,1	13,7	61,8	78,7	21,2
	dh	32,6	24,7	7,9	51,0	60,2	23,7	75,3	83,5	16,3
		c) Mittlere Intensität I_m der Elemente.								
Meer:	dp	9,1	7,5	10,4	−4,4	(7,7)	(8,2)	(6,4)	(7,8)	6,9 mb
	dH_{500}	9,8	10,8	8,2	6,8	8,9	9,1	9,3	8,9	2,8 ddm
	dH_{225}	12,0	14,4	8,3	12,6	12,8	10,4	13,8	12,2	3,8 ddm
	dH_{96}	(7,4)	(8,3)	(6,6)	(8,5)	9,2	−4,2	(8,4)	(7,8)	5,9 ddm
	dh	4,2	5,5	−2,3	7,9	(5,2)	(5,3)	6,4	(5,2)	3,9 ddm
Land:	dp	6,2	5,0	8,3	−3,7	(5,2)	(5,2)	(4,3)	(5,2)	4,9 mb
	dH_{500}	7,3	8,7	5,1	5,9	7,4	5,0	7,1	6,7	1,9 ddm
	dH_{225}	8,9	10,9	5,7	10,2	10,7	6,4	10,6	9,5	2,9 ddm
	dH_{96}	(5,6)	(5,7)	(5,6)	(5,6)	6,6	−3,3	(5,6)	(5,6)	4,4 ddm
	dh	3,8	4,7	−2,4	8,1	(5,7)	(5,4)	6,5	(5,6)	3,2 ddm

die Absolutwerte berücksichtigt, so wird zwar der Gegensatz Land—Meer nicht verstärkt, jedoch ergibt sich die wichtige Tatsache, daß selbst bei den kontinentalsten Punkten – als solche sind die drei ausgewählten Punkte 35, 44 und C zu betrachten — eine Berücksichtigung der Anteile P_m die Verhältnisse so zu Gunsten der „hohen" Gruppen verschiebt, daß schließlich der „hohe" Anteil auch über dem Festland vorherrschend wird (Tabelle 5b, Gruppen A_1, C_1 und C_2), während der Anteil P_m von dp aller jener Fälle, die als „niedrig" zu bezeichnen waren (Gruppe C_3, VII und alle Tage sign $dp \neq$ sign dh der Restgruppe) zusammengenommen nur 43,1% der gesamten Bodendruckänderung ergeben.

Besonders erwähnt sei hier der hohe Anteil der dh bei Gruppe C_3 über Land. Obwohl also mehr als 50% der gesamten Temperaturänderung der unteren Troposphärenhälfte gerade auf diese Gruppe fallen, drückt sich dies bei der Bodendruckänderung fast gar nicht aus (P_m von dp = = 23,3%).

Die Hauptenergie der Temperaturänderung wird eher dazu verwendet, den großen Anteil der „hohen" Druckänderungen (P_m von dH_{225} 41,8%, gegenüber von nur 24,5% über Meer) zu kompensieren.

Der Unterschied in der Intensität der Temperaturänderungen *dh* über Meer und Land ist nur gering (bei C_2 über Land größer als über Meer, Tabelle 5c), gewinnt aber deshalb an Bedeutung, weil bei fast allen Gruppen die Intensität der Druckänderungen über Land kleiner ist als über Meer.

Der Land—Meer-Einfluß innerhalb der Gruppen C_2 und C_3 macht sich selbst noch in der Stratosphäre bemerkbar.

Auch bei einer *Trennung* der *Vorzeichen* machen sich die Hauptunterschiede bei jenen Gruppen bemerkbar, die den niedrigen Anteil verkörpern, vor allem aber bei Gruppe III. Die Häufigkeit der negativen Änderungen ist 6% kleiner als die der positiven[1]. Im einzelnen lassen sich zahlreiche kleinere Unterschiede erkennen, die darauf hinauskommen, daß die positiven Änderungen den „kontinentaleren" Typus darstellen.

3. Auswirkung der Leelage auf die absoluten Beträge.

Als typische *Lee*gebiete können die Ostsee und die Poebene betrachtet werden. Die Berechnung der Anteile der Gruppen an den Absolutwerten wurde für Punkt 20 im Raum Ostsee und Punkt 53 über der Poebene vorgenommen. Es ergeben sich aber auch einige beachtliche Unterschiede zwischen diesen beiden Punkten, die ihre Ursache vor allem in der i. V. selbst haben, die im Süden wesentlich kleiner ist als in hohen Breiten, während sich Punkt 20 gerade in der Zone maximaler i. V. des Druckes befindet (vgl. [5], Abb. 4a bis c).

Die Verschiebung zu Gunsten der „hohen" Gruppen bei Berücksichtigung der Absolutwerte fällt besonders bei Gruppen I, II und III in der Poebene auf (vgl. Tabelle 6 A a mit A b), vor allem der äußerst niedrige Wert der P_m von *dp* bei Gruppe III. Bei Punkt 20 ist diese Verschiebung nicht so stark. Die Unterschiede bei den anderen drei Gruppen IV, V und VI sind geringer, daher erscheint im großen und ganzen Punkt 53 „ozeanischer" als Punkt 20, wie aus den zusammengesetzten Gruppen A_1, C_1, C_2 und C_3 am besten zu erkennen ist.

Eine gewisse Erklärung kann hierfür in der besonders geringen Beteiligung der *dh* im Lee der Alpen bei C_3 gefunden werden, hingegen ist der nur „kompensierende" Anteil der *dh* bei Gruppe C_1 im Süden höher als über der Ostsee. Wichtig ist jedoch festzustellen, daß bei beiden Punkten die Werte von C_1 *über*, jene von C_3 *unter* dem Mittel (Tabelle 4) liegen, was ja die Hauptmerkmale der *Lee*wirkung sind (vgl. S. 179 bis 180).

Durch die besonders starke Breitenverschiedenheit der i. V. wird die Übersichtlichkeit und Vergleichsmöglichkeit der Intensitäten der Elemente stark eingeschränkt. Im Mittel ist die Intensität I_m der *dh*

[1] Das Vorzeichen wird von der Mehrzahl der Elemente bestimmt, z. B. bei Gruppe III dann (—), wenn *dh*, *dH* und dH_{96} negativ, *dp* aber positiv ist. Vgl. auch Anm. S. 191, betreffend Vorzeichen der I_m.

Tabelle 6. *Der Gebirgseinfluß auf die mittleren Anteile P_m und die mittleren Intensitäten I_m.*

A. Gruppen		I	II	III	IV	V	VI	VII	Rest	
a) Mittlere Häufigkeiten der Gruppen.										
Punkt 20		26,2	11,1	18,4	8,3	7,2	8,3	5,6	14,4	
53		23,8	12,8	11,6	10,0	5,0	11,6	4,4	20,6	
Mittel acht Punkte		23,4	12,8	16,3	6,9	5,8	9,6	6,2	19,4	
b) Mittlerer Anteil P_m (in % der Gesamtsumme).										
Punkt 20:	dp	27,1	17,1	12,7	6,7	10,4	5,6	9,2	11,2	
	dH_{500}	45,2	11,2	17,8	8,9	5,2	4,9	2,1	4,9	
	dH_{225}	45,4	8,4	24,7	6,3	2,5	6,8	2,8	3,3	
	dh_{96}	35,2	10,2	25,3	6,3	7,9	2,8	5,9	6,6	
	dh	29,1	6,3	30,4	5,9	4,4	9,9	6,2	8,0	
53:	dp	28,6	20,7	4,9	10,7	4,8	8,4	4,9	17,1	
	dH_{500}	43,3	12,5	10,3	14,7	3,8	7,1	2,2	6,2	
	dH_{225}	42,4	11,1	13,7	12,6	2,4	7,8	3,1	7,0	
	dH_{96}	33,1	13,5	13,2	6,1	4,1	9,9	3,7	16,5	
	dh	33,9	7,9	15,3	9,9	2,2	12,4	4,1	14,6	
c) Mittlere Intensität I_m der Elemente.										
Punkt 20:	dp	7,8	11,6	−5,2	6,1	10,8	−5,0	−12,4	5,8	mb
	dH_{500}	12,2	7,1	6,9	7,6	5,0	4,1	−2,7	2,4	ddm
	dH_{225}	17,3	7,5	13,4	7,5	3,5	8,2	5,0	2,3	ddm
	dH_{96}	9,2	6,3	9,5	−5,2	−7,5	−2,3	7,3	3,2	ddm
	dh	6,1	−3,1	9,1	3,9	−3,2	6,5	6,1	3,0	ddm
53:	dp	5,0	6,7	−1,8	4,4	4,0	−3,0	−4,6	3,5	mb
	dH_{500}	7,9	4,3	3,9	6,4	3,3	2,7	−2,1	1,3	ddm
	dH_{225}	11,5	5,6	7,5	8,1	3,1	4,3	4,5	2,2	ddm
	dH_{96}	5,8	4,4	4,7	−2,6	−3,4	−3,6	3,5	3,4	ddm
	dh	5,8	−2,5	5,4	4,1	−1,8	4,4	3,7	2,9	ddm

B. Gruppen		A_1	C_1	C_2	C_3	D_1	D_2	E_1	6	Rest
a) Mittlere Häufigkeiten der Gruppen.										
Punkt 20		52,8	34,5	18,3	26,7	55,7	23,8	61,2	79,5	20,0
53		51,6	33,8	17,8	23,2	48,2	26,6	57,0	74,8	25,0
b) Mittlerer Anteil P_m (in % der Gesamtsumme).										
Punkt 20:	dp	61,3	33,8	27,5	18,3	56,9	22,7	52,1	79,6	20,4
	dH_{500}	70,5	54,1	16,4	22,7	74,2	19,0	76,8	93,2	7,0
	dH_{225}	62,6	51,7	10,9	31,5	78,5	15,6	83,2	94,1	6,1
	dH_{96}	59,6	41,5	18,1	28,1	70,7	17,0	69,6	87,7	12,5
	dh	45,7	35,0	10,7	40,3	65,8	20,2	75,3	86,0	14,2
53:	dp	64,8	39,3	25,5	13,3	54,2	23,9	52,6	78,1	22,0
	dH_{500}	74,3	58,0	16,3	17,4	68,1	25,6	75,4	91,7	8,4
	dH_{225}	68,5	55,0	13,5	21,5	67,2	22,8	76,5	90,0	10,1
	dH_{96}	56,8	39,2	17,6	23,1	59,8	20,1	62,3	79,9	20,2
	dh	53,9	43,8	10,1	27,7	57,1	24,5	71,5	81,6	18,7

bei den Gruppen III und VI („niedrige" Gruppen) bedeutend höher als bei Gruppen I und IV (Tabelle 3c). Bei Punkt 53 ist dies eher umgekehrt. Dadurch wird die abschirmende Wirkung der Alpen gerade bei den „selbständigen" thermischen Gruppen besonders deutlich. Hierin unterscheidet sich der Süden der Alpen von allen anderen Punkten. Denn auch über der Ostsee ist die I_m der dh bei Gruppen III und VI besonders hoch (s. auch später Abb. 9b).

4. Der Aufbau der Gruppen I bis VII.

a) Das charakteristische Bild der Gruppen und die Zunahme der i. V. des Druckes mit der Höhe (bei Reduktion der Druckänderungen auf gleiches Niveau).

Schon früher ([5]/III) wurde gezeigt, daß die mittlere Änderung der Druckveränderlichkeit mit der Höhe (in mb) in keiner Weise im Ver-

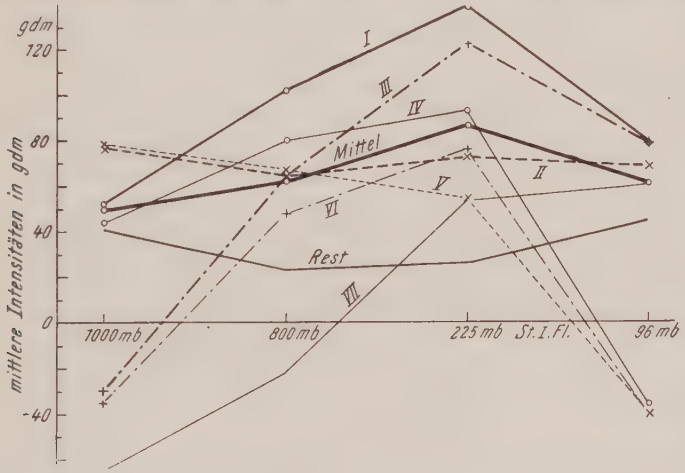


Abb. 8. Der vertikale Aufbau der Gruppen I bis IV und der Restgruppe (Mittel der 8 Punkte).

hältnis der Drucke selbst erfolgt. Nimmt man das Soll der Formel $dp = \frac{p}{p_0}\, dp_0 + \frac{g\, p\, h}{R\, T_m^2}\, dT_m$ als Grundlage der Reduktion der Druckänderungen auf gleiches Niveau — wobei dann „gleichen" Druckänderungen in verschiedener Höhe die „gleichen" Werte der Höhenänderungen der St. I. Fl. in geodynamischen Metern entsprechen (vgl. [5]/II) —, so bekommt man eine Kurve der mittleren i. V. (Abb. 8 stark ausgezogene Linie[1]), die von der 1000 mb- zur 500 mb-Fläche schwach, dann bis zur 225 mb-Fläche stärker ansteigt; in der Stratosphäre sinkt sie bis zur 96 mb-Fläche fast auf ihren Ausgangswert ab.

[1] Es sind dies hier die Mittelwerte der acht Punkte (Tabelle 3a), die nur wenig von den Gesamtmitteln abweichen.

Vergleicht man nun die I_m der Gruppen I bis VII (Tabelle 3c) mit dieser Mittelkurve, so erkennt man, daß keine der Gruppen auch nur annähernd das gleiche Bild ergibt, sich also genannte Mittelwerte aus grundverschiedenen Einzelfällen zusammensetzen, die miteinander nur wenig Zusammenhang haben. So ist z. B. der Anstieg der Mittelwertskurve in der unteren Troposphäre nur deshalb schwächer als in der oberen, weil sich die mittlere i. V. aus Beträgen verschiedenen Vorzeichens zusammensetzt[1].

Zum äußeren Aufbau der Gruppen ist folgendes zu sagen: Man gewinnt den Eindruck, daß der allgemeine Anstieg der i. V. in der Troposphäre, wie ihn Gruppe I zeigt, auch typisch für fast alle anderen Gruppen ist, nur liegt der Ausgangswert von dp verschieden hoch. Eine Ausnahme bilden die beiden Gruppen II und V (entspricht der Gruppe C_2). Ebenso typisch ist der starke Abfall in der Stratosphäre. Darin bilden Gruppen II und VII die Ausnahme. Besonders auffallend ist die Ähnlichkeit der Gruppen I mit III und IV mit VI, die sich nur durch eine stärkere Neigung der Kurven III und VI innerhalb der Troposphäre unterscheiden. Bei Gruppe II und V erscheinen jene Fälle zusammengefaßt, bei denen am ehesten die Zunahme der i. V. mit der Höhe dem theoretischen Wert entsprechen würde, während bei allen anderen Gruppen einerseits die Zunahme in der Troposphäre, anderseits der Abfall in der Stratosphäre bedeutend stärker ist, als theoretisch erwartet werden konnte.

Da, ausgenommen Gruppe II, bei keiner der Gruppen eine Umkehr der Neigung in der Höhe der 500 mb-Fläche stattfindet, sind die Temperaturänderungen bei allen anderen Gruppen in der *gesamten* Troposphäre gleichgerichtet, meist ist ihre Intensität in der oberen Hälfte etwas geringer als in der unteren (kleinerer Neigungswinkel oben vor allem bei III, IV und VI). In den meisten Fällen (ausgenommen Gruppe V) ist dh der oberen Troposphäre den Druckänderungen der 225 mb-Fläche gleichgerichtet.

Typisch ist das Verhalten der Stratosphäre. Die Umkehr an der 225 mb-Fläche der meisten Gruppen besagt ja nichts anderes, als daß die Temperaturänderungen in der Stratosphäre den troposphärischen entgegengesetzt sind. Nur bei Gruppe II scheint sich die Stratosphäre passiv zu verhalten. Die Form der Gruppe VII jedoch kann auch so gedeutet werden, daß in der Höhe der 225 mb-Fläche das Maximum der i. V. noch nicht erreicht ist, sich daher der Anstieg oberhalb der 225 mb-Fläche noch etwas fortsetzt und der starke Abfall erst in größeren Höhen beginnt.

Besonders gut lassen sich aus Abb. 8 die „selbständig-niedrigen" Vorgänge erkennen (vgl. später Abb. 9b), und zwar aus den Abweichungen der verschiedenartigen Neigung der Kurven innerhalb der Troposphäre, sie zeigen sich also vor allem in dem Knick in der Höhe der 500 mb-Fläche.

[1] Auch hier wieder bedeuten die negativen Werte (unterhalb der 0-Linie), daß der entsprechende Betrag das entgegengesetzte Vorzeichen der anderen Elemente hat.

So läßt sich z. B. die Zusammensetzung der sogenannten „komplexen" Gruppen ersehen (Gruppe II und V). Man könnte sich bei Gruppe II den Abfall von der 225 zur 500 mb-Fläche fortgesetzt denken (gleiche Temperaturänderungen der ganzen Troposphäre vorausgesetzt) und käme dann zu einem Schnittpunkt der Kurve mit der Ordinate der 1000 mb-Fläche bei etwa 5,4 ddm. Dies wäre dann der theoretische Wert von dH_{1000} ohne besondere „selbständige" Einwirkungen der unteren Schichten. Die Differenz zu 7,7 ddm (— 2,3 ddm) fällt dann dem „niedrigen" Vorgang allein zu.

Wie sieht es nun aber mit den Gruppen III und VI aus, wenn man in gleicher Weise vorgeht wie oben? Es sind dies die Gruppen, die früher als typisch „selbständig-niedrig" bezeichnet wurden. Es wurde schon darauf verwiesen, daß das äußere Bild der „hohen" Gruppen diesen weitgehend ähneln, nur ist der Abfall in der Troposphäre hier etwas stärker. Wohl hat dp bei beiden Gruppen das umgekehrte Vorzeichen von dh und dH. Doch kann man hier auf keinen Fall davon sprechen, daß es sich ausschließlich um „niedrige" Vorgänge handelt, um Vorgänge, die sich etwa nur auf die unteren 5 km beschränken. Im Gegenteil, die i. V. von dH_{225} erreicht bei Gruppe III fast die gleiche Höhe wie bei Gruppe I, die Abschwächung dieser Druckänderungen ist in der unteren Troposphäre nicht viel größer als in der oberen. Damit wird aber auch diesen Gruppen die Berechtigung abgesprochen als „selbständig-niedrig" zu gelten. Vielmehr kann auch hier ein „selbständiger" Charakter nur insofern zugestanden werden, als der Wert von dH_{1000} von der Fortsetzung der oberen Kurve abgelenkt wird. Hinzu kommt noch, daß die geringere Neigung in der oberen Troposphäre vorgetäuscht sein kann, wenn das wahre Maximum nicht genau mit der 225 mb-Fläche zusammenfällt, sondern etwas darunter liegt.

Zusammenfassend ergibt sich also folgendes Bild der einzelnen Gruppen:

In Gruppe I ändert sich sowohl der Druck am Boden als auch in der Stratosphäre, aber auch die Temperatur der *ganzen* Troposphäre in gleicher Richtung. In der Stratosphäre hat die Temperaturänderung das entgegengesetzte Vorzeichen. Die Hauptdruckänderung ist in der Höhe der 225 mb-Fläche zu suchen. dh wirkt nur abschwächend, dp läßt sich nur aus den „hohen" Druckänderungen erklären. Die Zunahme der i. V. in der Troposphäre beträgt ein Mehrfaches des theoretisch erwarteten Wertes. Es ist dies jene Gruppe, die am häufigsten vorkommt, deren Anteile P_m an den absoluten Änderungen des Druckes vor allem in der freien Atmosphäre weitaus am größten sind.

Ganz ähnlich erscheint der Aufbau der Gruppe III. Sie ist am zweithäufigsten, spielt über Land eine größere Rolle als über dem Meer. Wieder liegt die Hauptdruckänderung in der Höhe der Tropopause, die Intensität der gleichgerichteten Temperaturänderungen der gesamten Troposphäre ist jedoch so stark, daß ein Vorzeichenwechsel der Druckänderung in der unteren Troposphäre stattfindet. Die stratosphärische Temperaturänderung wirkt ebenfalls kompensierend auf die Druckänderungen an der Tropopause, daher der starke Abfall der I_m von dH oberhalb 11 km.

Bei Gruppe II sind die „selbständigen" Vorgänge der untersten Schichten etwas stärker beteiligt. *dh* hat das umgekehrte Vorzeichen von *dH*. Deshalb nimmt die Druckveränderlichkeit in der unteren Troposphäre nach oben etwas ab. Oberhalb der 500 mb-Fläche sind die Temperaturänderungen nur unbedeutend, die i. V. des Druckes entspricht daher bis in die Höhe der 96 mb-Fläche ungefähr dem theoretischen Wert.

Gruppe IV, V und VI unterscheiden sich von den entsprechenden Gruppen I, II und III nur durch die besonders starke stratosphärische Kompensation. Ihre Bedeutung für die Troposphäre ist gering.

Bei Gruppe VII ist die Intensität der *dh* in der unteren Troposphäre geringer als in der oberen. Der Vorzeichenwechsel der Druckänderungen findet oberhalb der 500 mb-Fläche statt. Wie weit sich der besonders kräftige Anstieg der i. V. in der Stratosphäre fortsetzt, kann nicht eindeutig gesagt werden, die stratosphärische Kompensation scheint jedenfalls nur sehr gering zu sein oder aber sehr spät zu beginnen.

Die einzigen Fälle, bei denen die „selbständig-niedrigen" Vorgänge, anderseits auch die „selbständig-stratosphärischen" Vorgänge eine wesentliche Rolle spielen, sind jene, die in der *Rest*gruppe enthalten sind. Typisch ist hier der Abfall der i. V. in der unteren Troposphärenhälfte und der neuerliche Anstieg in der Stratosphäre, der auf Temperaturänderungen entgegengesetzten Vorzeichen in den jeweiligen Schichten zurückzuführen ist.

Bei den interdiurnen Änderungen des Druckes im europäischen Raume beträgt also im allgemeinen die Zunahme mit der Höhe ein Mehrfaches des „Soll"-Wertes. Der Anstieg der i. V. des Druckes setzt sich bis zur Tropopause fort und erreicht dort sein Maximum[1]. In der Stratosphäre fällt die i. V. allgemein stärker ab als es dem Sollwerte entsprechen würde.

Die Bedeutung der selbständigen, thermisch-niedrigen Vorgänge erfährt dadurch eine neuerliche Schmälerung, daß Gruppe III einen ganz ähnlichen Aufbau zeigt wie Gruppe I, was noch durch die Annahme bestärkt wird, daß das Maximum der i. V. bei den Gruppen I, III, IV und VI unterhalb der 225 mb-Fläche liegt, die geringere Neigung der Kurven in der oberen Troposphäre zum Teil auf diesen Umstand zurückgeführt werden könnte.

b) Der Aufbau der Gruppen I bis VII in Abhängigkeit von der geographischen Lage.

Diese für die einzelnen Gruppen typischen Merkmale bleiben auch dann erhalten, wenn man eine Trennung der einzelnen Punkte nach der besonderen geographischen Lage vornimmt, wie dies in den letzten Tabellen 5 und 6 durchgeführt wurde. Die Unterschiede, die sich in der Land—Meer-Verteilung ergeben (Abb. 9a), liegen vor allem in der mittleren i. V. selbst, die über dem Kontinent um einige Prozent kleiner

[1] Ob das Maximum der i. V. immer mit der Tropopause zusammenfällt, kann hier nicht festgestellt werden (vgl. jedoch [*1*], Tab. S. 273).

ist als über dem Meer (vgl. [5]). Die Änderungen der i. V. mit der Höhe sind bei den Gruppen I und II fast gleichartig, bei Gruppe III hingegen erfolgt die Zunahme mit der Höhe über dem Meer etwas rascher als über Land. Man hätte jedoch eher das Gegenteil erwarten können,

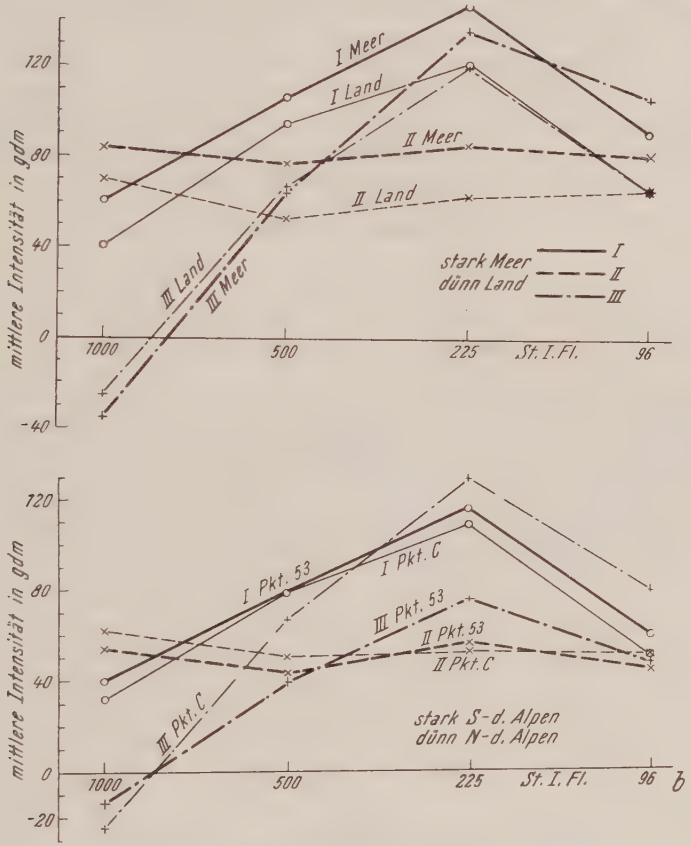


Abb. 9. Der vertikale Aufbau der Gruppen I bis III.
a) Über Meer und Land. b) Nördlich und südlich der Alpen.

nämlich intensivere Temperaturänderungen über dem Kontinent, die selbstverständlich eine stärkere Abschwächung hervorrufen würden. Die Knicke der Kurven in der Höhe der 500 mb-Fläche sind allerdings über dem Festland stärker ausgeprägt. Der Unterschied in der Land—Meer-Verteilung ist demnach weniger in dem Aufbau der Gruppen selbst, als vielmehr in deren Häufigkeiten zu suchen.

Wie schon in Abschnitt 3 erwähnt, unterscheiden sich auch Punkt 20 und 53 vor allem im Aufbau der Gruppe III. Diese Gruppe läßt im Lee der Alpen den besonders kräftigen Anstieg in der Troposphäre vermissen und gleicht somit noch mehr der Gruppe I, nur findet hier

in Abb. 9b eine Parallelverschiebung der Kurve III nach unten statt. Dies wurde mit der abschirmenden Wirkung der Alpen auf niedrige Vorgänge (besonders auf *dh*) erklärt, weshalb der Knick in der Höhe der 500 mb-Fläche fehlt. Noch deutlicher kommt dies zum Ausdruck, wenn man Punkt 53 direkt mit den drei typisch kontinentalen Punkten 35, C und 44 nördlich der Alpen vergleicht (Abb. 9b). An und für sich liegen die Werte der Gruppen I bis III im Süden der Alpen im Mittel tiefer als im Norden (Breiteneinfluß der i. V.), doch ist der gleichmäßige Anstieg bei Gruppen I und III über der Poebene gegenüber den starken Knicken der Kurven von Abb. 9b, also dem bedeutend größeren Einfluß der niedrigen Vorgänge im Norden besonders auffallend.

Literaturverzeichnis.

1. Hann-Süring: Lehrbuch der Meteorologie. 5. Aufl.
2. Hoinkes, H.: Die interdiurnen Änderungen von Druck und Temperatur in der unteren Troposphäre bis 5 km Höhe und ihre gegenseitigen Beziehungen in statistisch-synoptischer Betrachtungsweise. Arch. Met. Geoph. Biokl. A II, 239 (1950).
3. Scherhag, R.: Neue Methoden der Wetteranalyse und Wetterprognose. Berlin 1948.
4. Schwarzl, S.: Beziehungen zwischen den interdiurnen Änderungen des Bodendruckes zu der absoluten und relativen Topographie der 500 mb-Fläche. Diplomarbeit Wien 1944.
5. — Die interdiurne Veränderlichkeit von Druck und Temperatur in Troposphäre und Stratosphäre. Arch. Met. Geoph. Biokl. A V, 411 (1953).

551.543.5

(Aerologisches Observatorium, Beograd.)

Über lokale Luftdruckänderungen in der Atmosphäre.

Von

M. Čadež.

Mit 1 Textabbildung.

Zusammenfassung. Der Luftdruck ist eine unmittelbare Folge zahlloser Impulse, welche sich in der Atmosphäre von Molekül zu Molekül übertragen und sich nach allen möglichen Richtungen fortpflanzen. Deshalb mißt das Barometer nicht die Luftschwere, die in einer ruhigen Atmosphäre nur zahlenmäßig gleich ist. Da jede Änderung im Druckfeld sich mit einer bestimmten Geschwindigkeit nach allen Seiten überträgt, gibt uns die bekannte Tendenzgleichung für lokale Luftdruckänderungen nicht mehr als eine mathematische Abhängigkeit der Luftdruckänderungen von gleichzeitigen entsprechenden Änderungen im oberen Teil der vertikalen Luftsäule. Die lokale Luftdruckänderung ist physikalisch eine Folge der Vorgänge in der ganzen Atmosphäre während der näheren und ferneren Vergangenheit. Auf die Luftdruckänderung in Punkt A können in dem Zeitintervall dt nur Vorgänge wirken, die sich in dem Raum um den Punkt A abspielen, dessen Grenze vom Punkt A nicht weiter entfernt ist als um $(c + u)\,dt$ (c = Schallgeschwindigkeit, u = Geschwindigkeit, mit der sich die Luft im Punkt A bewegt).

Summary. Atmospheric pressure is the direct effect of innumerable impulses passing from molecule to molecule in the atmosphere and being propagated in every direction. The barometer, therefore, does not measure the weight of air being but numerically equal to the pressure value. As any variation in the pressure field is transmitted with a certain velocity in every direction, the known tendency equation for local pressure variations yields not more than a mathematical dependence of the variations of atmospheric pressure on the simultaneous corresponding variations in the upper part of the vertical air column. The local variation of atmospheric pressure is physically caused by processes in the whole atmosphere having taken place at different times in the past. The pressure variation in a point A can be influenced within the time-interval dt only by processes occurring in a space about A the limits of which from point A are not more distant than $(c + u)\,dt$ (c = velocity of sound, u = velocity of air moving in point A).

Résumé. La pression atmosphérique est la résultante d'innombrables impulsions élémentaires transmises de molécules à molécules et se propageant dans toutes les directions. C'est pourquoi le baromètre ne mesure pas le poids de l'air, sauf dans une atmosphère au repos. Comme toute variation du champ de pression se transmet dans toutes les directions avec une certaine vitesse, l'équation connue de la tendance pour des variations locales de pression n'exprime pas davantage qu'un lien mathématique de dépendance entre cette variation locale et les variations simultanées ayant leur siège dans la partie supérieure de la colonne d'air. La variation locale de pression est la résultante des phénomènes de toute l'atmosphère s'étant produits au cours du passé proche et plus lointain. Dans la variation de pression au point A pendant l'intervalle de temps dt, seuls peuvent intervenir les processus ayant leur siège dans l'espace autour de A limité par la distance $(c + u)\,dt$, c étant la vitesse du son et u celle de l'air au point A.

1. Einleitung.

Die atmosphärischen Luftdruckänderungen waren Gegenstand zahlreicher Untersuchungen theoretischer und statistischer Natur. Bekannt sind die theoretischen Arbeiten von Margules [*1*], Bjerknes [*2*], Ertel [*3*], Van Mieghem [*4*], Baur und Philipps [*5*] und anderen, die zur Klarstellung des Problems beigetragen haben. Die Aufgabe dieser Arbeit ist es, über die Ursachen zu sprechen, die direkt auf das Barometer wirken. Der Energie- und Druckänderungsübertragung mit Schallgeschwindigkeit wird grundlegende Bedeutung beigemessen, einer Erscheinung, auf welche ich im Jahre 1945 erstmalig aufmerksam gemacht habe [*6*] und in welcher B. Neis die Lösung der meteorologischen Grundprobleme sucht [*7*].

2. Kritik der Grundgleichung für die lokalen Luftdruckänderungen.

Die Eulersche hydrodynamische Gleichung für die atmosphärische Luft ohne Reibung lautet

$$\nabla p = -\varrho \dot{\vec{u}} - \varrho \nabla \varphi + \varrho \vec{u} \times 2\vec{\omega}$$

($-\nabla p$ = Gradient des Druckes p, ϱ = Luftdichte, $\dot{\vec{u}}$ = Beschleunigungsvektor, $-\nabla \varphi$ = Gradient des Geopotentials, $\vec{u}$ = Geschwindigkeitsvektor, $\vec{\omega}$ = Winkelgeschwindigkeitsvektor der Erde). Durch skalare Multiplikation dieser Gleichung mit dem Wegelement $d\vec{s}$ und durch Integration längs des Weges, welcher seine Lage im Raum während der Zeit nicht ändert und zwischen den Punkten A und B liegt, bekommen wir für den Druck im Punkte A den Ausdruck

$$p = p_s + \int_0^s \varrho \dot{\vec{u}} \cdot d\vec{s} + \int_0^s \varrho \nabla \varphi \cdot d\vec{s} - \int_0^s \varrho \vec{u} \times 2\vec{\omega} \cdot d\vec{s}$$

(p_s = Druck am Ende des Weges s). Die partielle Ableitung des Drucks p nach der Zeit gibt uns die lokale Druckänderung

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial p_s}{\partial t} + \int_0^s \frac{\partial (\varrho \dot{\vec{u}})}{\partial t} \cdot d\vec{s} + \int_0^s \frac{\partial (\varrho \Gamma \varphi)}{\partial t} \cdot d\vec{s} - \int_0^s \frac{\partial (\varrho \vec{u} \times 2\vec{\omega})}{\partial t} \cdot d\vec{s}. \quad (1)$$

Wenn wir den Weg so wählen, daß wir längs der Vertikalen ($s = z$) bis zur oberen Grenze der Atmosphäre ($p_s = 0$) gehen, so erhalten wir die Gleichung

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \int_0^\infty \left[g \frac{\partial \varrho}{\partial t} + \frac{\partial (\varrho \dot{u}_z)}{\partial t} - 2\omega \cos\varphi \frac{\partial (\varrho u_x)}{\partial t} \right] dz \quad (2)$$

(u_x = Geschwindigkeitskomponente gegen Ost, u_z = Vertikalbeschleunigung, φ = geographische Breite), die oft als Ausgangspunkt für theoretische Untersuchungen der lokalen Luftdruckänderungen angenommen wurde [*2*, *3*, *4*, *8*]. Weil in der Atmosphäre die Beschleunigungskomponente $\dot{u}_z$ und die Deviationskraft $2\omega \cos\varphi\, u_x$ in der vertikalen Richtung verhältnismäßig gering sind, so wird das zweite und dritte Glied gewöhnlich vernachlässigt.

Die Gl. (2) ist jedenfalls richtig, sie beleuchtet aber das Problem der lokalen Luftdruckänderung rein formell. Sie besagt nichts darüber, was eigentlich im Beobachtungszeitpunkte tatsächlich auf das Barometer *wirkt*, sie besagt nur, daß die Luftdruckänderung bloß zahlenmäßig dem erwähnten Integral gleich ist. Es ist daher nicht richtig, auf Grund der Gl. (2) den Schluß zu ziehen, daß z. B. eine bestimmte Divergenz des Stromimpulses, die sich in einem bestimmten Zeitabschnitte irgendwo in der Höhe bildet, *gleichzeitig* so stark auf den Bodendruck wirkt, wie der entsprechende Teil des Integrals in der Gl. (2) angibt. Diese Erscheinung hat tatsächlich gleichzeitig keinen Einfluß auf den Bodendruck, weil sich dieser Prozeß in der Höhe *mit einer bestimmten Geschwindigkeit* nach unten überträgt, und sie kann, aber muß nicht die Bodendruckänderungen erst nachträglich hervorrufen.

Ähnlich wäre es physikalisch unbegründet, die Temperaturänderungen an irgendeiner Stelle der Atmosphäre, wo die Temperatur eine Funktion der Koordinaten und der Zeit ist, mittels einer analogen Partialableitung des Linienintegrales über den Temperaturgradient zu verbinden.

Eine solche partielle Ableitung des Linienintegrals würde uns jedenfalls numerisch das richtige Ergebnis bringen, d. h. die genaue Temperaturänderung im Laufe der Zeit im Punkte A; aber an Hand seines Wertes könnten wir nicht annehmen, daß es z. B. wegen der Temperaturgradientänderung in einem entfernten Gebiete, die die Folge einer ungleichmäßigen Erwärmung oder Abkühlung ist, auch bei uns gleichzeitig zu entsprechenden Temperaturänderungen kommen wird. Die eine Erscheinung im jetzigen und vielleicht auch in einem späteren Zeitpunkt hat mit der anderen in physikalischer Hinsicht nichts gemeinsam, in unserer Gleichung sind sie jedoch miteinander verbunden.

Nach der kinetischen Gastheorie ist der Luftdruck eine Folge der Molekularbewegung. Die Luftmoleküle übertragen von allen Seiten die Impulse auf das Barometer und der Druck ist die Resultante der Vorgänge in der ganzen Umgebung. Wenn wir der Frage nachgehen wollen, wovon die Luftdruckänderung an einer Stelle abhängt, dürfen wir demgemäß nicht nur die Vorgänge in einer engen vertikalen Luftsäule, die oberhalb des Beobachtungspunktes liegt, in Betracht ziehen, was wir tun, wenn wir die Gl. (2) verwenden, sondern wir müssen jedenfalls alle Vorgänge, die sich im engeren oder breiteren Raume um den Beobachtungspunkt abspielen, berücksichtigen. So ist z. B. aus der Gl. (2) nicht ersichtlich, ob und wieweit der Bodendruck durch die Geschwindigkeitsänderung in der Atmosphäre außerhalb der vertikalen Säule beeinflußt werden kann. Wie groß ein solcher Einfluß sein kann, geht aus dem letzten Gliede der Gl. (1) hervor:

Nehmen wir an, daß auf der geographischen Breite $\varphi = 45^\circ$ eine zonale Weströmung herrscht. Die lokale Geschwindigkeitsänderung dieser Strömung soll überall in einer 100 km breiten Zone, die nördlich vom Beobachter liegt, $\frac{\partial u}{\partial t} = 1\ \mathrm{m\ sec^{-1}\ h}$ sein. Wenn dabei die Windrichtung unverändert geblieben wäre, dann wäre es gemäß (1) zu folgender Partialänderung des Luftdruckes gekommen:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\int_0^s \frac{\partial\,(\varrho\,\vec{u}\times 2\,\vec{\omega})}{\partial t}\cdot ds = \int_0^s 2\,\omega\,\varrho\sin\varphi\,\frac{\partial u}{\partial t}\,ds =$$

$$10^{-4}\cdot 1\cdot 10^{5}\ \mathrm{kg\ m^{-1}\ sec^{-2}/h} = 0{,}1\ \mathrm{mb\ h}.$$

3. Luftdruckänderungen als Folge der Kompressibilität der Luft.

Nehmen wir an, daß die Luft im Punkte A im Zustand der Ruhe ist. Gemäß der Zustandsgleichung für die lokale Druckänderung an dieser Stelle erhalten wir

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{dp}{dt} = -\frac{R\,T}{v^2}\,\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{R}{v}\,\frac{\partial T}{\partial t}$$

(R = Gaskonstante, T = Temperatur, v = spezifisches Volumen der Luft im Punkte A). Nach dem ersten Prinzip der Thermodynamik können wir schreiben

$$\frac{dQ}{dt} = c_v\,\frac{\partial T}{\partial t} + p\,\frac{\partial v}{\partial t}$$

(c_v = spezifische Wärme der Luft bei konstantem Volumen), so daß wir nach Elimination der lokalen Temperaturänderung aus beiden Gleichungen

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\varkappa\,p}{v}\,\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{R}{c_v\,v}\,\frac{dQ}{dt} \tag{3}$$

erhalten ($\varkappa$ = Verhältnis der spezifischen Wärmen).

Zur Änderung $\frac{\partial v}{\partial t}$ des spezifischen Volumens v kann es also aus zwei verschiedenen Ursachen kommen: wegen der Zu- oder Abfuhr der Wärme und wegen der Druckänderung an der beobachteten Stelle. Wenn die erstere Partialänderung $\frac{\partial v}{\partial t_Q}$ und die zweite $\frac{\partial v}{\partial t_p}$ ist, so wird

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial t_Q} + \frac{\partial v}{\partial t_p}. \tag{4}$$

Die Wärmezu- oder -abfuhr ruft im Punkte A im bezüglichen Zeitabschnitte eine partielle Temperaturänderung $\frac{\partial T}{\partial t_Q}$ hervor. Nach dem ersten Prinzip der Thermodynamik können wir darum schreiben

$$\frac{dQ}{dt} = c_p \frac{\partial T}{\partial t_Q} = c_v \frac{\partial T}{\partial t_Q} + p \frac{\partial v}{\partial t_Q} \tag{5}$$

(c_p — spezifische Wärme der Luft bei konstantem Druck), oder

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{c_p}{c_p - c_v} p \frac{\partial v}{\partial t_Q}. \tag{6}$$

Bezüglich der partiellen Temperaturänderung $\frac{\partial T}{\partial t_Q}$ müssen wir folgendes beachten: die Wärmezufuhr hat an der betrachteten Stelle immer eine Luftdrucksteigerung und Temperaturerhöhung zur Folge. Wegen der Luftdruckvergrößerung beginnt sich das Volumen des wärmeabsorbierenden Teilchens zu vergrößern, was im Sinne einer Verkleinerung der erzeugten Luftdrucksteigerung wirkt, und zwar so lange, bis sich der Luftdruck mit dem Luftdruck der Umgebung ausgleicht. Mit der Verminderung dieses Druckanstieges vermindert sich auch der durch die Wärmezufuhr erregte partielle Temperaturanstieg und nach dem Ausgleich des Druckes mit dem umgebenden Druck bekommen wir den partiellen Anstieg $\frac{\partial T}{\partial t_Q}$. Jede Wärmezufuhr hat einen größeren oder kleineren Druckanstieg zur Folge. Weil dieser in jedem Falle gering ist, ist er in der Gl. (5) nicht berücksichtigt.

Aus (3), (4) und (6) erhalten wir für die lokale Luftdruckänderung

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\varkappa p}{v} \frac{\partial v}{\partial t_p} \tag{7}$$

und wir sehen, daß die lokale Luftdruckänderung im betrachteten Falle praktisch nur eine Folge der Änderung des spezifischen Volumens (Luftdichte) sein kann, und zwar nur derjenigen Änderung, die nicht eine unmittelbare Folge der Zu- und Abfuhr der Wärme an der betreffenden Stelle ist.

Wenn sich im allgemeinen im Beobachtungspunkte die Luft mit der Geschwindigkeit u bewegt, dann gilt anstatt (3) und (7)

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{\varkappa p}{v}\frac{dv}{dt} + \frac{R}{c_v v}\frac{dQ}{dt} \tag{8}$$

und

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{\varkappa p}{v}\frac{dv}{dt_p}. \tag{9}$$

Die hier aufgetretenen Ableitungen sind individuelle und beziehen sich auf irgendein Luftteilchen, welches sich in dem betrachteten Zeitintervall durch den Punkt A bewegt. Aus (8) und (9) erhalten wir für die lokale Luftdruckänderung im Punkte A bei allgemeinen Bedingungen

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{k p}{v}\frac{dv}{dt} + \frac{R}{c_v v}\frac{dQ}{dt} + \vec{u} \cdot \operatorname{grad} p \tag{10}$$

und

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{k p}{v}\frac{dv}{dt_p} + \vec{u} \cdot \operatorname{grad} p, \tag{11}$$

worin im Gegensatz zu den obigen Gleichungen noch das advektive Glied $u \cdot \operatorname{grad} p$ vorkommt.

Wir sehen, daß lokale Luftdruckänderungen in der Atmosphäre nur eine Folge der Änderung des spezifischen Volumens (Luftdichte) sind, und zwar nur derjenigen partiellen Änderung, die nicht die unmittelbare Folge der Zu- und Abfuhr der Wärme ist. Diese partielle Änderung kann durch Massentransport oberhalb des Beobachtungspunktes oder durch rein dynamische Ursachen hervorgerufen werden.

Unterhalb eines Cumulus (der wärmer als die Umgebung ist) wird z. B. die Luft ständig nach oben transportiert. Unter dem Cumulus ist die Luft verdünnt, der Luftdruck verkleinert [*11*] und die entstandene Verdünnung, welche sich von allen Seiten her aufzufüllen sucht und welche sich immer aufs neue regeneriert, pflanzt sich in die Umgebung mit der Schallgeschwindigkeit fort [*9*]. Ähnlich wird die Luft oberhalb des Cumulus verdichtet, so daß der Luftdruck dort deswegen und wegen des Aufsteigens der Luft vergrößert wird [*11*].

Wenn wir annehmen, daß sich die Luft im Cumulus mit konstanter Geschwindigkeit bewegt, was in erster Näherung erlaubt ist, dann gilt nach der Bewegungsgleichung für die Luft im Cumulus und seine ruhende Umgebung

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -g\,\varrho \quad \text{bzw.} \quad \frac{\partial p'}{\partial z} = -g\,\varrho'$$

(p', ϱ' sind Druck und Dichte der umgebenden ungestörten Atmosphäre in der Höhe, wo im Cumulus die Dichte ϱ und Druck p herrscht).

Auf dem Wege von der Basis bis zum Gipfel des Cumulus mit der Dicke z vermindert sich der Druck um

$$\Delta p = \int_0^z g\,\varrho\,dz = \int_0^z \frac{g\,p}{R\,T}\,dz,$$

wobei sich in der näheren Umgebung in der ungestörten Atmosphäre im gleichen Höhenintervall der Druck um

$$\Delta' p' - \int_0^z g\,\varrho'\,dz = \int_0^z \frac{g\,p'}{R\,T'}\,dz$$

verkleinert.

Wenn wir $p' = p + \partial p$ und $T' = T + \partial T$ schreiben und die kleinen Größen zweiter Ordnung vernachlässigen, so erhalten wir

$$\Delta p - \Delta' p' = -\frac{g}{R}\int_0^z \frac{\partial p}{T}\,dz + \frac{g}{R}\int_0^z \frac{p}{T^2}\,\partial T\,dz.$$

Das erste Integral können wir vernachlässigen. Jedem positiven Werte im oberen Teile des Weges (vom o bis z) können wir nämlich einen ungefähr gleichen negativen Wert am unteren Teile des Weges zuordnen.

Wenn wir für die mittleren Werte $p = \bar{p} = 700$ mb, $T = \bar{T} = 270°$ und $\partial T = 1°$ nehmen, so wird bei einem 5000 m dicken Cumulus

$$\Delta p - \Delta' p' = \frac{9{,}81 \cdot 700}{287 \cdot 270^2} \cdot 1 \cdot 5000 = 1{,}6 \text{ mb}.$$

Wenn wir in erster Annäherung annehmen, daß der Druckerhöhung oberhalb des Cumulus eine gleiche Druckverminderung unterhalb der Wolke entspricht, dann herrscht in unserem Beispiel unter dem Cumulus ein um 0,8 mb kleinerer Druck als in der Umgebung. Wir können behaupten, daß dies mit den Beobachtungen übereinstimmt [*10*]. Ein entgegengesetzter Effekt kommt bei Cumulonimbus vor, wo die herabstürzende Luft die Erscheinung der Gewitternase hervorrufen kann.

4. Luftdruckänderungen als Folge der Vorgänge in der Atmosphäre in der näheren und ferneren Vergangenheit.

Nun wird die Frage gestellt: welche ist die größtmöglichste Entfernung, aus welcher die Störungsimpulse kommen, die im gegebenen Zeitintervall im Punkte A die Änderung des spezifischen Volumens und damit auch des Druckes hervorrufen. Diese Entfernung ist in einer ruhigen Atmosphäre vom Punkte A nicht wesentlich größer als

$$dr_g = c\,dt,$$

wobei

$$c = \sqrt{\varkappa\,R\,T} \tag{12}$$

die Laplacesche Schallgeschwindigkeit ist.

Dies ist nicht schwer zu beweisen:

In der Atmosphäre können sich verschiedene meteorologische Störungen schnellstens mit der Schallgeschwindigkeit fortpflanzen, mit der

Geschwindigkeit, die in erster Näherung mit der Gl. (12) festgelegt ist [*11*]. Alles, was im Raume außerhalb der Kugel mit dem Halbmesser dr_g und mit dem Mittelpunkt A vorkommt, kann während des Zeitintervalls dt überhaupt nicht auf den Druck im Punkte A einwirken. *Beliebige Änderungen, die sich im Strömungsfelde in einer Entfernung vom Punkte A, die größer als dr_g ist, abspielen, haben keinen Einfluß auf den jetzigen Druckzustand im Punkte A; sie können auf den Druck nur später einwirken.*

Ähnliches gilt auch für die Grenze des Gebietes, von welchem die Impulse herkommen, die in einem bestimmten Zeitintervalle Druckänderungen im Punkte A hervorrufen, wo sich die Luft mit der Geschwindigkeit u bewegt. Dieses Gebiet hat offenbar auch jetzt die Kugelform mit dem Halbmesser dr_g, aber mit einem Mittelpunkt, der vom Punkte A um $u\,dt$ in der entgegengesetzten Bewegungsrichtung entfernt liegt.

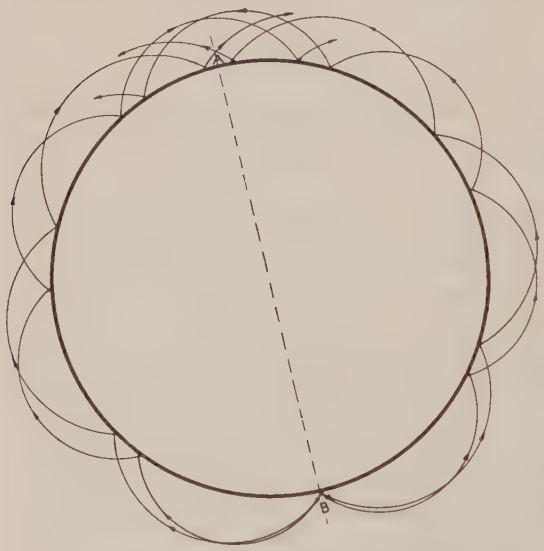


Abb. 1. Schematische Darstellung der Ausbreitung der Druckströmungsimpulse in der Troposphäre.

Der entfernteste Punkt B, der in der horizontalen Richtung auf der Erde liegt, von welchem die Impulse zum Punkte A kommen können, ist der Antipode. Denken wir uns, daß sich B in einem Zyklon, welcher in voller Entwicklung ist, befindet. Das Gebiet um B ist so eine Quelle unzähliger Verdichtungen, die sich mit Schallgeschwindigkeit ausbreiten und die im Sinne der Abb. 1 immer wieder von den warmen Luftschichten der Stratosphäre reflektiert werden und infolgedessen hauptsächlich im unteren Teile der Atmosphäre verbleiben. Der Weg solcher Impulse vom B bis A beträgt etwas mehr als 20000 km und die Wanderzeit nach (12) beläuft sich auf ungefähr 17 Stunden.

Über den Punkt A passieren alle möglichen Impulse in allen möglichen Richtungen, die eine Folge unzähliger Vorgänge in der näheren und ferneren Vergangenheit der ganzen Atmosphäre sind. Diese Impulse wirken im Sinne der Gl. (11) auf den Luftdruck im Punkte A ein.

Für die Erforschung der lokalen Luftdruckänderungen ist die Kenntnis der verschiedenen Energieströmungen, die die Energie und die Druckänderungen mit Schallgeschwindigkeit übertragen, von grundlegender Bedeutung. Dies wird wohl mit Hilfe empfindlicher Barographen konstatierbar sein [*12*].

Die Gl. (10) und (11) zeigen an, was tatsächlich auf das Barometer wirkt, im Gegensatz zu den Gl. (1) und (2), die *nur die Zahlengröße* der Luftdruckänderung angeben. Ähnliches gilt z. B. auch für die Luftdruckgleichung

$$p = \int_0^z g \varrho \, dz,$$

die für eine ruhende Atmosphäre gilt. Sie besagt, daß der Luftdruck *zahlenmäßig* gleich ist dem Gewicht der vertikalen Luftsäule, sie besagt aber nicht, daß im gegebenen Zeitpunkt das Barometer auch dieses Gewicht mißt!

Die lokalen Luftdruckänderungen in der Atmosphäre sind eine Folge der Erscheinungen in der *Vergangenheit* und aus den obigen Darlegungen können wir schließen, daß die prinzipielle Möglichkeit einer exakten lokalen Luftdruckprognose besteht. Wenn wir von den Gl. (1) und (2) ausgehen, so können wir zu diesem Schlusse nicht kommen, sondern nur zu dem Resultate, daß, wie H. Ertel gezeigt hat, eine exakte Druckprognose unmöglich ist [*13*]. Zu diesem Schluß kommt man, wenn man die Gleichung integriert, die uns formell die Druckänderungen an einer Stelle als *gleichzeitige* Folge der anderen, beliebig entfernten Erscheinungen ausdrückt.

Am Ende können wir ein Beispiel anführen, das vielleicht die obigen Ausführungen beleuchtet.

Der Bewegungszustand einer Seeoberfläche an einer beliebigen Stelle ist eine Folge verschiedener Wellen, die sich dort in verschiedenen Richtungen fortpflanzen. Wenn wir im Stande wären, zu wissen, was für Wellen aus welchen Richtungen, von welcher Intensität und mit welcher Geschwindigkeit sich fortpflanzen und welche neue Wellen sich in der ganzen Umgebung bilden, dann würden wir auch im Stande sein, genau die Geschwindigkeit der Wasseroberflächenbewegung am Beobachtungspunkte vorauszuberechnen. Dieser Weg ist der einzige, welcher uns zu einer exakten Prognose der erwähnten Geschwindigkeit führen kann. Ähnlich ist nach unserer Ansicht im allgemeinen die Kenntnis der unzähligen Verdichtungen und Verdünnungen, die sich in der Atmosphäre mit Schallgeschwindigkeit in allen möglichen Richtungen fortpflanzen und große Energiemengen mit sich tragen, für die Luftdruck- und Wetterprognose unbedingt notwendig.

Literaturverzeichnis.

1. Margules, M. in: Exner, F. M.: Dynamische Meteorologie 1917, S. 71.
2. Bjerknes, J. in: Haurwitz, B.: Dynamic Meteorology, 160, New York und London (1941).
3. Ertel, H.: Singuläre Advektion. Meteorol. Z. **53**, 280 (1936). — Zusammenhang von Luftdruckänderungen und Beschleunigungen an Diskontinuitäten. Meteorol. Z. **53**, 394 (1936).
4. Van Mieghem, J.: Sur les variations dynamiques de la pression atmosphérique. Bull. de l'Acad. Roy. de Belgique, Cl. des Sc. 5e série, 243 (1939). — La divergence horizontale isobare du vent et la tendence barométrique. Inst. Roy. Météorol. de Belgique, Misc. fasc. XXVIII (1947).

5. Baur, F. und H. Philipps: Die Bedeutung der Konvergenzen und Divergenzen des Geschwindigkeitsfeldes für die Druckänderungen. Beitr. Phys. fr. Atmos. **24**, 1 (1937).
6. Čadež, M.: Impulzna teorija gibanja. Ljubljana (1945).
7. Neis, B.: Zum Begriff der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre. Z. Meteorol. **4**, 72 (1950).
— Zum Begriff des großräumigen Wettergeschehens. Z. Meteorol. **1**, 46 (1946).
8. Dufour, L.: Contribution à l'étude des variations bariques et thermiques dans l'atmosphère. Bruxelles (1945).
9. Čadež, M.: O pretvaranju energije u atmosferi. (Sur la transformation de l'énergie dans l'atmosphère.) Publ. de la Dir. F. du Serv. Hydromet., Beograd (1949).
10. Byers, H. R. and R. R. Braham: The Thunderstorm. Washington 1949, S. 67.
11. Čadež, M.: Über die Strömung der inneren und kinetischen Energie in der Atmosphäre. Gerlands Beitr. Geophys. **63**, 130 (1953).
12. Dessauer, F., W. Graffunder und J. Schaffhauser: Über atmosphärische Pulsationen. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **3**, 453 (1951).
13. Ertel, H.: Unmöglichkeit einer exakten Wetterprognose auf Grund synoptischer Luftdruckkarten von Teilgebieten der Erde. Meteorol. Z. **58**, 309 (1941).

551.508.91

(Physiologisches Institut der Universität Basel.)

Erfahrungen mit dem automatischen Kondensationskernzähler.

Von

H. Bitterli und **F. Verzár.**

Mit 6 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Es wird über Erfahrungen mit einem früher an dieser Stelle beschriebenen automatischen Kondensationskernzähler berichtet und speziell die Abhängigkeit der gemessenen Kernzahl von Expansionsgrad, Temperatur und relativer Feuchtigkeit untersucht, sowie die Einstellung einer konstanten Empfindlichkeit beschrieben.

Summary. Experiments are reported with the automatic condensation nuclei counter, which has already been described in this review. Adjustment for a constant sensitivity is described. The dependence of the number of nuclei upon the degree of expansion, temperature and relative humidity is especially studied.

Résumé. L'article rapporte des expériences faites avec un compteur automatique de noyaux de condensation, qui auparavant déjà a été décrit dans cette revue. Il examine en particulier la dépendance du nombre des noyaux mesuré du degré d'expansion, de la température et de l'humidité relative et décrit aussi la mise au point d'une sensibilité constante.

Vor einiger Zeit berichteten wir an dieser Stelle über einen neukonstruierten Kondensationskernzähler mit automatischer Registrierung [*1*]. Im folgenden sollen verschiedene Versuche beschrieben werden, welche diesen Kernzähler charakterisieren.

1. *Eichkurven* für den automatischen Kernzähler sind mit Hilfe unseres Modelles [*2*] des Kernzählers nach Aitken-Scholz aufgenommen worden. Für zwei gleiche Rohre wurde die Eichkurve der Abb. 1 gefunden.

2. Die *Kontrolle der Eichung* des Kernzählers geschieht in der folgenden Weise. Vor die registrierende Photozelle wird eine Mattglasscheibe geschoben. Am Kernzähler ist hierfür oberhalb der Photozelle ein entsprechender Schlitz angebracht worden. Diese Mattglasscheibe gibt eine

konstante Verminderung des Photozellenstromes, die ein für allemal festgestellt wird. Sollte im Laufe des Arbeitens die Lichtstärke der Lampe oder die Empfindlichkeit der Photozelle sich ändern, so kann mit einem in den Kreis der Photozelle eingebauten variablen Widerstand die Empfindlichkeit mittels der Mattglasscheibe stets wieder auf denselben Galvanometerausschlag eingestellt werden. In Abb. 2 ist ein Beispiel angeführt. Unter Benützung der Mattglasscheibe ergab sich dabei ein Galvanometerausschlag von 45,5 mm, was auf Grund der Eichkurve 7000 Kernen pro 1 cm³ entspricht. Aufeinanderfolgende Analysen von Zimmerluft gaben Galvanometerausschläge von 92, 90, 89 und 91 mm, was Kernzahlen über 50000 pro 1 cm³ entspricht. Dazwischen sieht man in der Abbildung die Aufnahmen mit der eingeschobenen Mattglasscheibe zur Kontrolle der Konstanz der Empfindlichkeit.

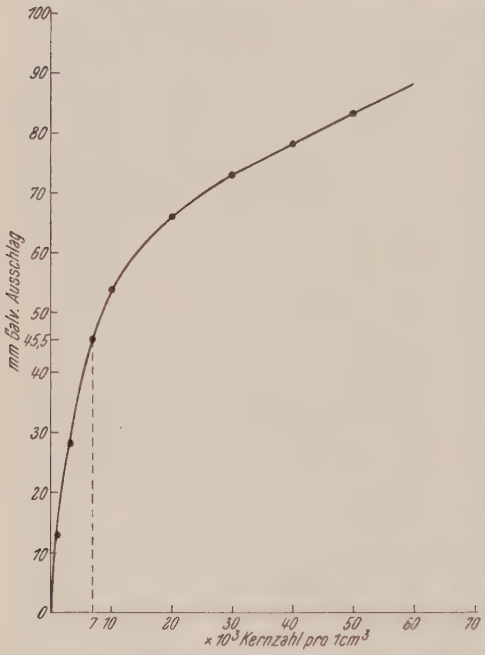


Abb. 1. Eichkurve des automatischen Kernzählers, aufgenommen mit einem Aitken-Scholz-Kernzähler. Die punktierte Linie gibt den Galvanometerausschlag bei Anwendung einer bestimmten Mattglasscheibe wieder, entsprechend 7000 Kernen pro 1 cm³.

3. Die *Wirkung ungleicher Druckverminderung.* Durch die Pumpe sollte der Druck auf 125% bei 760 mm Hg, also um 190 mm Hg, erhöht werden. Bei 660 mm Hg entspricht 125% einer Druckerhöhung um 165 mm Hg. Bei Arbeiten in verschiedener Meereshöhe sollte daher dieser Unterschied berücksichtigt werden.

Es schien von Interesse, zu untersuchen, wie sich die Veränderung des Druckes auf die gemessene Kernzahl bei konstantem Ausgangsdruck (732 mm Hg) in diesem Apparat auswirkt. Abb. 3 zeigt diese Abhängigkeit bei aufeinanderfolgenden Messungen von Zimmerluft bei 200 bis 50 mm Hg Expansion. Bei 200 mm Hg werden nur wenig mehr Kerne als bei 180 mm Hg ausgefällt; aber unterhalb 180 mm Hg nimmt die Zahl der Kerne stark ab, und bei 130 mm Hg werden fast keine mehr ausgefällt. 130 mm Hg entspricht einer Expansion von 117,8%. Das Versuchsbeispiel zeigt, daß man die Expansion keinesfalls kleiner halten darf, da unterhalb 130 mm Hg (bei 732 mm Hg Ausgangsdruck) die reproduzierbare Ausscheidung von Kernen aufhört.

4. *Temperatur im Kernzähler.* Falls Kernzählungen bei sehr verschiedener Außentemperatur gemacht werden, könnten infolge von

Sättigungsdifferenzen Fehler entstehen. Wir arbeiten deshalb stets bei möglichst konstanter Versuchstemperatur. Die Luft wird von außen in den im Laboratorium bei 18° C (oder bei 10° C) aufgestellten Kernzähler gesaugt.

Durch Einbau einer Thermosäule haben wir den Temperaturablauf im Kernzähler unter Verwendung eines Mollschen Thermogalvanometers registriert (Galvanometerempfindlichkeit pro 1° C = = 4,2 mm). Das Durchsaugen der Luft durch die 2 m lange Leitung genügt, um in der zur Verfügung stehenden Zeit die Außenluft auf die Raumtemperatur zu bringen. Das Expansionsrohr besteht aus Messing, und die eingeführte Luft nimmt rasch die Umgebungstemperatur an. Bei einer Außentemperatur von — 1,9° C wurde am Schluß der Ventilation nach 0,5 Minuten kein Unterschied von mehr als 0,1° C gegenüber der Zimmertemperatur festgestellt.

Auch die Temperaturschwankungen im Kernzähler während der Messung wurden registriert. In der Abb. 4 ist unten die Kernzahl und oben der Thermostrom wiedergegeben. Die Zusammenhänge sind

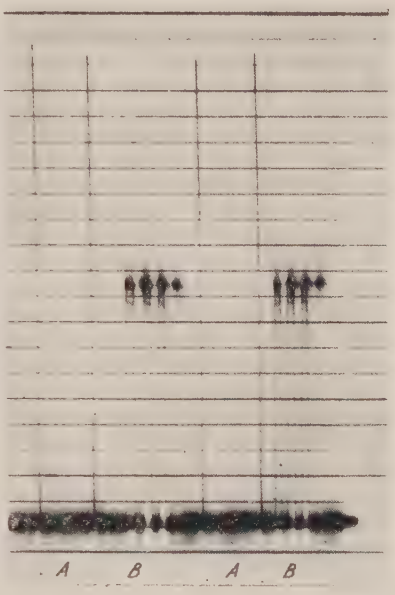


Abb. 2. Vergleich der Galvanometerausschläge von vier registrierten Kernzahlwerten (*A*) mit sechs Werten der Mattglasscheibe (*B*), entsprechend dem Wert von 7000 Kernen pro 1 cm³.

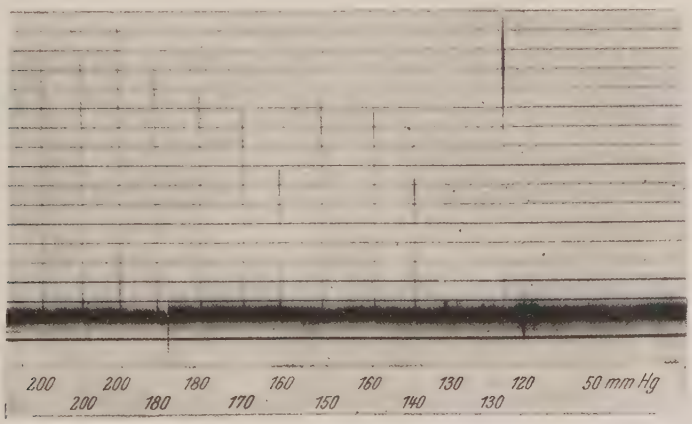


Abb. 3. Einfluß der Größe der Expansion auf die gemessene Kernzahl zwischen 200 und 50 mm Hg Expansion. Unterhalb 130 mm Hg fallen keine Kerne mehr aus.

bekannt: Zuerst findet während der Kompression der Luft im Kernzähler eine Erwärmung statt. Bei der hierauf folgenden Expansion, bei welcher die Kernzahl registriert wird, sinkt die Temperatur, wie zu erwarten, unter die Ausgangstemperatur, wobei aber das Galvanometer dem sehr raschen Abkühlungsprozeß nicht ganz folgen kann (was mit der punktierten Linie angedeutet ist).

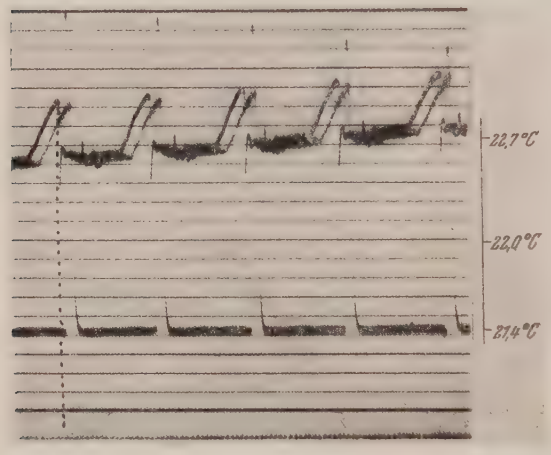


Abb. 4. Untere Kurve: Kernzahlmessungen. Obere Kurve: Temperaturverlauf in der Expansionskammer, gemessen mit einem Mollschen Thermogalvanometer und einer Thermosäule. Die Kurve erscheint durch einen falschen Reflex verdoppelt. Beim ersten Ausschlag ist durch die punktierte Linie angedeutet, daß der Wert an sich viel größer wäre, wenn das Galvanometer der raschen Veränderung folgen könnte. Rechts: Kalibrierung der Wärmemessungen.

5. Die *Befeuchtung* der zu untersuchenden Luftprobe wird so erreicht, daß man die angesaugte Luft über eine Wasseroberfläche streichen läßt. Der Ablauf der Feuchtigkeitsänderung im Kernzähler wird mit unserem rasch registrierenden Hygrometer [3] innerhalb des Expansionsrohres registriert. Das Hygrometer besteht aus einem feinsten Glasfaden, auf welchem eine hygroskopische Masse angetrocknet ist, deren elektrische Leitfähigkeit nach Anlegung einer Wechselstromspannung (50 V, 50 H) am Kathodenstrahl-Oszillographen (Cossor-Modell) registriert wird. Die Einstellgeschwindigkeit des Hygrometers liegt um 0,1 sec.

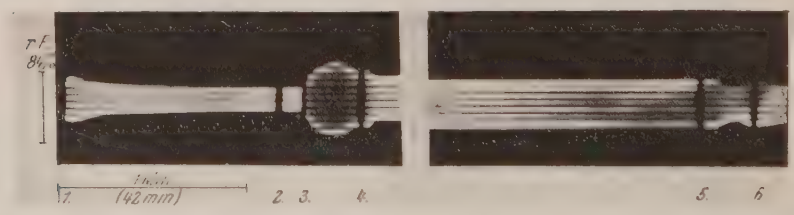


Abb. 5. Feuchtigkeitsmessung im Expansionsrohr während des Verlaufs einer ganzen Messung. Siehe Text. Links: Kalibrierung des Hygrometers. Unten: Zeitablauf.

Abb. 5 zeigt eine fortlaufende Registrierung der Feuchtigkeit im Expansionsrohr. Die vertikalen Linien Nr. 1 bis 6 sind nur zur Orientierung durch Schließen des Kameraverschlusses gemacht worden; die horizontalen Linien stammen vom Schirm der Kathodenröhre. Der Film be-

wegt sich mit 42 mm/min. Der fortlaufend geschriebene vertikale Ausschlag des Strahles gibt ein Maß für die Feuchtigkeit.

Die Eichung dieser Meßzelle ergab am selben Tag bei 19,7° C für eine relative Feuchtigkeit von

100% 81 mm Ausschlag,
96,7% 48 mm,
90% 27,5 mm,
87% 21,5 mm,
76% 17,5 mm.

Die absoluten Werte sind nur annähernd. Sie erlauben jedoch die Folgerungen über die Befeuchtungsverhältnisse im Apparat. In Abb. 5 wird bei 1. die noch von der vorangehenden Messung im Befeuchtungsraum stagnierende feuchte Luft abgesaugt. An ihre Stelle tritt dann die

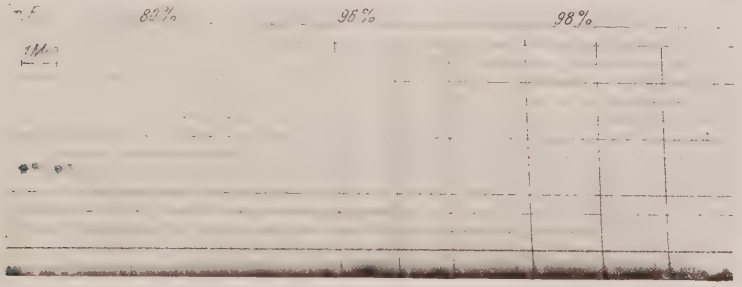


Abb. 6. Einfluß der relativen Feuchtigkeit auf die gemessenen Kernzahlen von Zimmerluft. Der erste und zweite Galvanometer-Ausschlag stammt von der Eichung mit der Mattglasscheibe. Die Kernzahlen bei 96% und 98% Feuchtigkeit liegen höher als bei 80%.

zu untersuchende Luft, welche 40 bis 50% relative Feuchtigkeit erreicht. Dann wird bei 3. mit befeuchteter filtrierter Luft der Druck um 180 mm Hg erhöht, wobei die relative Feuchtigkeit auf 84% steigt. Es folgt die Druckentlastung, wobei die Feuchtigkeit fällt, aber noch einen beträchtlich hohen Wert behält. Bei 5. wird mit filtrierter Luft ausgewaschen und dann bei 6. wieder neue Außenluft über das Befeuchtungsgefäß angesaugt und der ganze Prozeß wiederholt.

Auch bei wechselnder Temperatur der Außenluft wurde im Expansionsrohr nicht nur die gleiche Temperatur, sondern auch annähernd die gleiche relative Feuchtigkeit erreicht.

Die Befeuchtung der Luft im Kernzähler wird günstiger, wenn wir über einer größeren Oberfläche befeuchten, als es früher geschah. Wir haben neuerdings die Luft durch einen Befeuchtungskasten mit großer Wasseroberfläche gesaugt und dabei eine relative Feuchtigkeit von 96% (eventuell mehr) im Expansionsrohr erreicht.

Der Einfluß der relativen Feuchtigkeit auf die Meßwerte der Kernzahl ist in Abb. 6 wiedergegeben. Es wurde die Kernzahl von Zimmerluft fortlaufend registriert. Am Anfang sieht man zwei Eichungen mit der

Mattglasscheibe entsprechend 7000 Kernen pro 1 cm³. Bei Befeuchtung über einer Fläche von 113 cm² wurden die ersten drei Meßwerte gefunden. Bei Befeuchtung über 800 cm² ergaben sich die nächsten drei, und bei Befeuchtung über 1600 cm² die letzten drei Werte. Mit dem Befeuchtungsgefäß von 113 cm² wurde 80% relativer Feuchtigkeit, mit den anderen 96, bzw. 98% erreicht. Die Werte der Kernzahl sind bei höherer Feuchtigkeit etwas größer, doch war kein Unterschied zwischen der Befeuchtung über 800 oder 1600 cm² zu erkennen. Wir benützen deshalb gegenwärtig eine Befeuchtung über rund 1000 cm².

7. Da die Luft aus dem Freien in unseren Apparat, der im Laboratorium aufgestellt ist, durch einen 2 m langen Gummischlauch eingesogen wird, mußte untersucht werden, ob dabei eventuell Kerne durch *Adsorption* am Zuleitungsschlauch verloren gehen.

Die Zimmerluft wurde abwechselnd direkt oder durch den 2 m langen Gummischlauch in den Apparat gesaugt. Bei der Expansion ergaben sich die folgenden Galvanometerausschläge ohne Schlauchleitung: 71, 72, 71,5 mm; mit Schlauchleitung: 70, 69, 68 mm; und wieder ohne Schlauchleitung: 68, 69, 70,5 mm. Die Kernverluste sind also ganz unbedeutend.

Es wurde ferner geprüft, ob das längere Stehen der Luft im Expansionsrohr infolge Sedimentation die Werte der gezählten Kerne beeinflußt. Bestimmungen der Kernzahl von Zimmerluft gaben das folgende Resultat:

a) ½ Minute Durchsaugen, dann 8 Sekunden Kompression und sogleich Expansion. Galvanometerausschlag: 70, 69, 68, 67 und 68 mm.

b) Dasselbe, wenn die Luft 5 Minuten im Expansionsrohr vor der Expansion stand: 68,5 mm.

c) Dasselbe, wenn die Luft 10 Minuten stand: 65,5 mm.

Demnach führt selbst 5 Minuten langes Stehen der Luft noch zu keiner wesentlichen Sedimentation der Kerne; dagegen war nach 10 Minuten eine merkliche Abnahme der Kernzahl vorhanden. Es folgt hieraus, daß die kurzen Zeitperioden bei unserem Meßverfahren (nämlich 30 Sekunden Durchsaugen und 8 Sekunden Kompression) keine Fehler, weder durch Sedimentation im Expansionsrohr, noch durch Adsorption an der Zuleitung bedingen.

Diskussion der Resultate.

Die im vorangehenden kontrollierten Eigenschaften des automatischen Kernzählers zeigen, daß das Instrument bezüglich Konstanz von Temperatur und Feuchtigkeit zufriedenstellend arbeitet. Es wird allerdings eine 100%ige Sättigung der Luft mit Wasserdampf nicht erreicht. Während bei der älteren Methode der Befeuchtung die Werte zwischen 76% und 84% relativer Feuchtigkeit liegen, werden bei der gegenwärtigen Arbeitsweise mit Befeuchtung über einer größeren Oberfläche Werte von 96% relativer Feuchtigkeit erreicht.

Sehr wesentlich scheint uns, daß die Expansion stets gleich und nicht unter 125% liegen darf; 117% führt bereits zu ganz verfälschten Werten.

Die beschriebene Vereinfachung der Eichung bedeutet eine weitere Sicherung der registrierten Werte.

Zusammenfassung.

1. Zur Kalibrierung des automatischen Kondensationskernzählers wird die Verwendung einer Mattglasscheibe empfohlen.

2. Es wird die Abhängigkeit der Kernzahl vom Expansionsgrad untersucht und die Wichtigkeit einer genauen Einhaltung der Druckverhältnisse dargelegt.

3. Der Temperaturausgleich eingesaugter Außenluft kommt in der Versuchsperiode vollkommen zustande.

4. Zur Befeuchtung eignen sich größere Oberflächen, als bisher verwendet wurden, besser. Es wurden jetzt Werte von 96% relativer Feuchtigkeit im Expansionsrohr erreicht.

5. Der zeitliche Ablauf der Temperaturschwankungen im Expansionsrohr wird mit einer Thermosäule und der zeitliche Ablauf der Feuchtigkeitsschwankungen mit einem rasch registrierenden Hygrometer eigener Konstruktion registriert.

Wir danken den Herren Prof. P. Huber, Physikalisches Institut der Universität Basel, Dr. M. Bider, Meteorologische Anstalt der Universität Basel, und P. Ackermann, Leiter der Aerologischen Station Payerne, für wertvolle Kritik und Diskussionen.

Literatur.

1. Verzár, F.: Arch. Met. Geoph. Biokl. Serie A **5**, 372 (1952).
2. — Höhenklimaforschungen des Basler Physiol. Institutes **I**, 121 (1945).
3. Verzár, F., J. Keith und V. Parchet: Pflügers Arch. f. ges. Physiol. **257**, 400 (1953),

532.594

(Aus dem Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Innsbruck und der Wetterdienststelle Innsbruck der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik, Wien.)

Theorie der Seiches des Michigansees und ihre Abwandlung durch Wirkung der Corioliskraft.

Von

F. Defant.

Mit 7 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Die freien Seespiegelschwankungen ausgedehnter Binnenseen haben für technische und wirtschaftliche Zwecke eine große Bedeutung. Im folgenden werden auf theoretischem Wege die freien Schwingungen des Michigansees nach drei verschiedenen Methoden ermittelt. Die Theorien ergeben die Periode der ein- bzw. zweiknotigen Seiche, sowie die horizontalen bzw. vertikalen Wasserverschiebungen, die mit ihnen verbunden sind. Die Periode der einknotigen Schwingung liegt bei etwa 9,08 Stunden, die der zweiknotigen bei 4,92 Stunden. Bei einem so großen See, wie es der Michigansee ist, und bei den längeren Schwingungsdauern kann der Einfluß der ablenkenden Kraft der Erdrotation groß genug sein, um wahrgenommen zu werden. Es wurde eine angenäherte Berücksichtigung dieses Einflusses vorgenommen, wobei die einfachen Schaukelbewegungen sich unter Wirkung der Corioliskraft in schwache linksdrehende Drehwellen (Amphidromien) abwandeln. Die Amplitude der erzwungenen Querschwingung erreicht dabei immerhin etwa $^1/_5$ derjenigen der Längsschwingung.

Summary. Free surface oscillations of great lakes are very important for both technical and economical purposes. Author computes theoretically the free oscillations of Lake Michigan making use of three different methods. The theories give the period of seiches with one and two nodes, respectively, as well as the horizontal and vertical displacements of water connected with them. The period of the one-node oscillation amounts to about 9.08 hours, that with two nodes to 4.92 hours. Taking into account the extension of Lake Michigan and longer periods of oscillation, the influence of the deflective force of earth rotation may be strong enough to be noticed. This influence has been examined by an approximative method showing simple oscillations being transformed, under the effect of the *Coriolis* force, into slight left-turning circular undulations. The amplitude of the forced transversal oscillation reaches about one fifth of that of the longitudinal oscillation, though.

Résumé. Les oscillations libres de la surface de lacs étendus ont une grande importance du point de vue technique et économique. Dans ce qui suit, l'auteur étudie sous l'angle théorique les oscillations libres du lac Michigan par trois méthodes différentes. La théorie fournit la période des seiches uni- et binodales, ainsi que les déplacements d'eau horizontaux et verticaux dûs a ces seiches. La période de la seiche uninodale est d'environ 9,08 heures et celle de la binodale est d'environ 4,92 heures. Dans un lac d'aussi grandes dimensions et pour des périodes aussi longues, l'effet de la force fictive de Coriolis peut être appréciable et observable. On a tenu compte de cet effet qui transforme les oscillations simples en ondes circulaires faibles, déviées vers la gauche. L'amplitude des oscillations transversales forcées atteint cependant $^1/_5$ environ de celle des longitudinales.

Angeregt durch einen Fall einer starken, periodisch ablaufenden Hebung bzw. Senkung des Wasserspiegels am Südufer des Michigansees, der während der Zeit meines Aufenthalts in Chicago (Department of Meteorology, Univ. of Chicago) auftrat, faßte ich den Entschluß, die freien Schwingungen dieses großen Sees von der theoretischen Seite her zu ermitteln, nachdem in der Literatur eine solche Untersuchung noch aussteht.

Solche Schwankungen des Wasserspiegels (Seiches) einer mehr oder minder abgeschlossenen Wassermasse (Seen, Meeresbuchten oder Kanäle) entstehen als freie Schwingungen vor allem unter der Wirkung eines durch längere Zeit hindurch in der Längsrichtung des Sees wehenden starken Windes, der eine tangentiale Schubspannung auf die Oberfläche der Wassermasse ausübt und dadurch einen Stau auf der einen Seite des Sees erzeugt. Aber auch plötzlich auftretende Änderungen des Luftdrucks können für die Entstehung solcher Seespiegelschwankungen verantwortlich sein. Die reichhaltige Literatur über Seiches in verschiedenen Seen und Meeresbuchten, sowohl was die Beschreibung der Erscheinung als auch was die theoretische Erklärung derselben betrifft, lassen weitere Ausführungen meinerseits über dieses Thema unnötig erscheinen und es sei auf die einschlägige Literatur verwiesen (s. Literaturverzeichnis [*1* bis *8*]).

Die vorliegende Untersuchung hat den Zweck, die theoretisch zu erwartenden Perioden der ein- bzw. zweiknotigen Schwingung des Michigansees zu bestimmen. Sie soll weiter die theoretisch zu erwartende Amplitude der Seiches als auch die Wassertransporte, die während des Ablaufs solcher Schwingungen durch quer zur Mittellinie orientierte Querschnitte stattfinden, zu bestimmen versuchen. Weiterhin soll ein Vergleich einiger der bisher entwickelten theoretischen Bestimmungsmethoden (Chrystal, A. Defant und Ertel) vorgenommen werden, wobei die praktische Erprobung der Ertelschen Methode zum erstenmal erfolgt und somit einiges Interesse verdienen mag. Schließlich soll eine Berücksichtigung der Wirkung der ablenkenden Kraft der Erdrotation auf die Seichesbewegung erfolgen, da die Größe dieses Sees, der zu den größten Binnenseen der Erde gezählt werden kann, dies nahelegt.

Zur theoretischen Bestimmung der Eigenschwingungen ist es zuerst notwendig, eine genaue Tiefenkarte des Sees herzustellen. Dazu wurde eine durch das US War Department, Corps of Engineers 1939 hergestellte Karte des Michigansees (Maßstab 1:500000) verwendet, in welcher zahlreiche untereinander vergleichbare Tiefenmessungen enthalten sind. Diese Messungen sind aus einem 38jährigen Zeitraum (1900 bis 1938) zusammengefaßt und dem mittleren Wasserstand des Jahres 1935 angeglichen. Eine äußerst sorgfältige Tiefenkarte wurde durch Zeichnung von Tiefenlinien im Abstand von 10 zu 10 Faden selbst hergestellt (10 Faden = 18,29 m). Die flachen Randgebiete sind bereits durch Linien von 20 und 30 Fuß Tiefe (1 Fuß = 0,3048 m) in der Karte angegeben. Die Abb. 1 zeigt diese Tiefenkarte. Eine nähere Beschreibung der Tiefenverhältnisse des Michigansees kann man der Arbeit von P. E. CHURCH, The annual temperature cycle of Lake Michigan, Part. I, Publ. Inst. of Meteor. Univ. of Chicago, Nr. 4, 1942 entnehmen. Für die folgende Untersuchung bedarf man einer genauen Abmessung des Sees. Zunächst wurde eine Mittellinie oder, wie man sagt, der „Talweg" des Sees ermittelt und im gleichen Abstand (auf dem Talweg) 56 Querschnitte normal zu ihm angebracht (s. Abb. 2). Der Ursprung des Koodinatensystems wurde, wie allgemein üblich, am Schnittpunkt des Talwegs mit der Südspitze des Sees (Querschnitt 0, Leuchtfeuer des Buffington Harbours) gewählt. Die X-Achse weist entlang des Talwegs nach Norden und wird in dieser Richtung positiv gezählt. Die zu ihr normale Y-Achse weist positiv nach Westen. Da die Länge des Talwegs vom Südende bis zum Nordende (kleinster Querschnitt 56 bei der engen Übergangsstelle zum benachbarten Lake Huron) 560 km beträgt, ist der Abstand (Δx) von Querschnitt zu Querschnitt 10 km. Die Breite jedes Querschnitts wurde mit b_n, die vertikal orientierte Fläche desselben mit S_n bezeichnet.

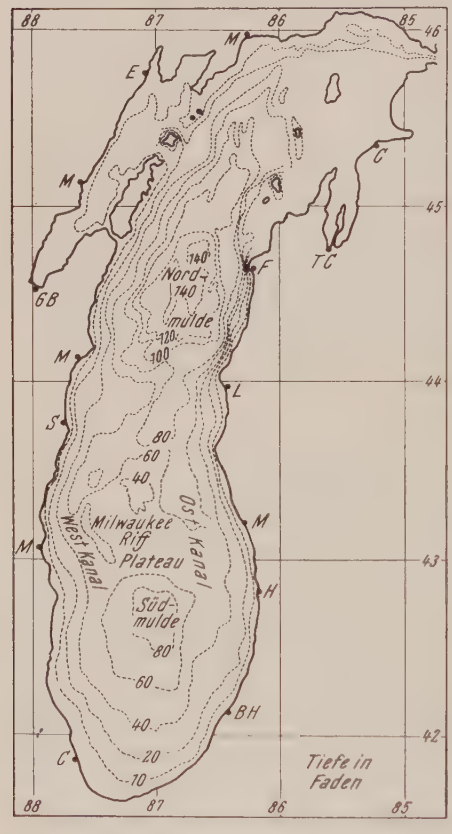


Abb. 1. Tiefenkarte des Michigansees. Tiefenlinien in Faden (10 Faden = 18,29 m).

Die Oberfläche des Sees vom 0-ten bis zum n-ten Querschnitt wurde mit v, diejenige von zwei sich folgenden Querschnitten mit v_n bezeichnet. Für jeden Querschnitt liefert die Größe S_n/b_n die mittlere Tiefe des Querschnitts h_n. Die mittlere Tiefe des ganzen Sees erhält man, wenn man das Volumen des Sees durch seine Oberfläche dividiert.

$$\bar{h} = \frac{1}{v} \sum_{n=1}^{56} v_n \cdot \left(\frac{h_{n-1} + h_n}{2} \right),$$

wobei $h_0 = 0$ und h_{56} die mittlere Tiefe des letzten Querschnitts am Nordende des Sees bedeutet.

Führt man diese Rechnung durch, so ergibt sich

$$\bar{h} = 88{,}99 \text{ m}.$$

Bezeichnet man mit σ das Produkt $S_n \cdot b_n$, so kann man in Form einer Kurve $\sigma(v)$ die Abhängigkeit der σ-Werte von den v-Werten zur Darstellung bringen (Abb. 3). Diese Kurve trägt den Namen „Normalkurve". Eine Zusammenstellung der berechneten Werte von b_n, S_n, h_n, σ, v und v_n für alle 56 Querschnitte enthält die Tabelle 1. Dabei wurden alle Werte bis zur 4. Dezimale genau ermittelt, die Tabelle enthält die abgerundeten Zahlen.

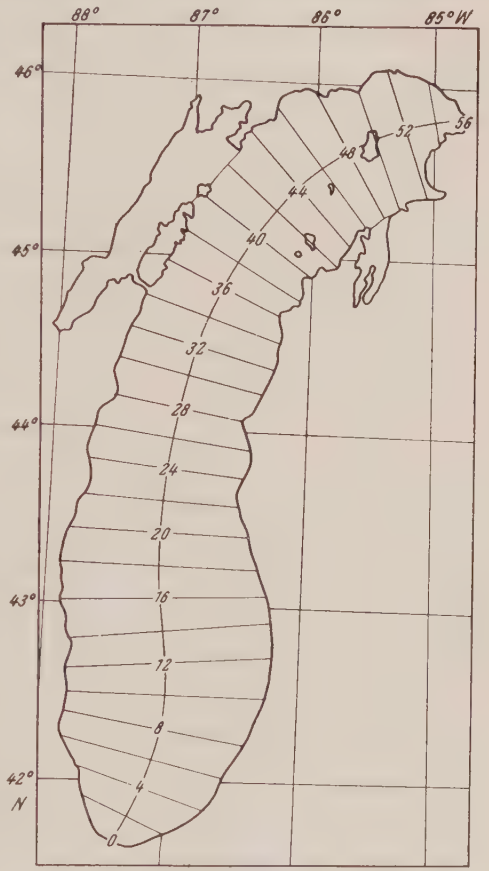


Abb. 2. „Talweg" und Anlage der Querschnitte.

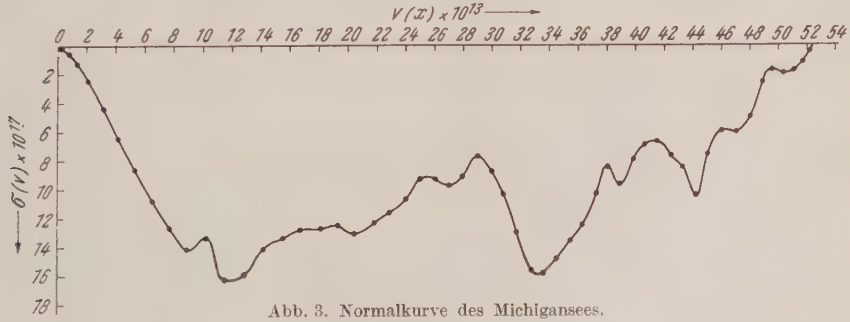


Abb. 3. Normalkurve des Michigansees.

Tabelle 1. *Abmessungen des Michigansees für 56 Querschnitte.* b_n = Breite, S_n = Fläche, h = mittlere Tiefe jedes Querschnitts, $\sigma = S_n/b_n$, v = Oberfläche vom 0-ten zum n-ten Querschnitt, v_n = Oberfläche vom n-ten zum $(n+1)$-ten Querschnitt.

Querschnitt Nr.	b km	S 10^8 cm^2	$h = S/b$ m	$\sigma = S \cdot b$ 10^{17} cm^3	v 10^{10} cm^2	v_n 10^{10} cm^2
0	0	0	0	0	0	0
1	42,0	45,7	10,9	0,192	273,00	273,00
2	57,5	93,2	16,2	0,536	778,20	505,20
3	73,5	171,9	23,4	1,263	1441,58	663,38
4	87,5	287,5	32,9	2,516	2229,03	787,45
5	100,5	444,7	44,2	4,469	3174,03	945,00
6	107,8	607,3	56,4	6,547	4211,41	1037,38
7	114,0	764,8	67,1	8,719	5322,41	1111,00
8	118,5	914,6	77,2	10,838	6474,93	1152,52
9	122,5	1035,6	84,5	12,687	7684,43	1209,50
10	127,5	1117,4	87,6	14,247	8954,58	1270,15
11	130,0	1029,3	79,2	13,381	10232,48	1277,90
12	129,8	1260,4	97,1	16,360	11519,28	1286,80
13	128,5	1246,3	97,0	16,015	12818,28	1299,00
14	128,5	1099,6	85,6	14,130	14124,72	1306,44
15	132,0	1018,5	77,2	13,444	15445,10	1320,38
16	130,0	988,3	76,0	12,848	16740,85	1295,75
17	130,0	981,4	75,5	12,759	18066,75	1325,90
18	125,5	995,7	79,3	12,496	19331,75	1265,00
19	123,5	1065,1	86,2	13,153	20568,80	1237,05
20	117,5	1057,9	90,0	12,430	21819,35	1250,55
21	109,0	1079,7	99,1	11,768	22944,80	1125,45
22	103,5	1037,4	100,2	10,737	24060,80	1116,00
23	94,0	1002,0	106,6	9,419	25063,60	1002,80
24	97,5	958,8	98,3	9,348	25998,25	934,65
25	104,0	948,0	91,2	9,859	27037,75	1039,50
26	102,5	905,2	88,3	9,278	28063,13	1025,38
27	98,0	794,3	81,1	7,784	29056,88	993,75
28	84,5	1041,7	123,3	8,802	29962,50	905,62
29	88,0	1165,5	132,4	10,256	30809,02	846,52
30	93,5	1389,0	148,6	12,987	31702,67	893,65
31	95,5	1646,2	172,4	15,721	32664,07	961,40
32	96,5	1643,0	170,3	15,855	33623,57	959,50
33	94,5	1573,8	166,5	14,872	34572,99	949,42
34	91,0	1494,3	164,2	13,598	35495,57	922,58
35	88,0	1423,7	161,8	12,528	36403,62	908,05
36	82,0	1258,7	153,5	10,322	37261,84	858,22
37	81,0	1044,5	128,9	8,460	38059,66	797,82
38	90,5	1081,1	119,5	9,784	38918,84	859,18
39	84,5	936,1	110,8	7,910	39791,42	872,58
40	87,0	807,7	92,8	7,027	40629,10	837,68
41	88,0	768,0	87,3	6,758	41458,38	829,28
42	96,0	805,6	83,9	7,733	42369,30	910,92
43	90,5	939,9	103,9	8,506	43228,42	859,12

(Fortsetzung der Tabelle 1.)

Querschnitt Nr.	b km	S 10^8 cm^2	$h = S/b$ m	$\sigma = S \cdot b$ 10^{17} cm^3	v 10^{10} cm^2	r_n 10^{10} cm^2
44	98,5	1072,7	108,9	10,566	44173,92	945,50
45	92,5	824,2	89,1	7,624	45140,62	966,70
46	94,0	638,8	68,0	6,005	46053,74	913,12
47	100,0	616,0	61,6	6,160	47048,44	994,70
48	95,5	529,2	55,4	5,054	48008,24	959,80
49	85,5	304,7	35,6	2,605	48848,62	840,38
50	78,0	238,5	30,6	1,861	49544,87	696,25
51	82,5	246,5	29,9	2,034	50252,49	707,62
52	83,5	213,6	25,6	1,783	51057,74	805,25
53	76,5	156,4	20,5	1,197	51694,24	636,50
54	41,0	49,7	12,1	0,204	52160,92	466,68
55	20,0	33,2	16,6	0,066	52466,20	305,28
56	6,5	15,2	23,4	0,010	52606,70	140,50

1. Methode von A. Defant.

Die Methode von A. Defant [*8*, *12*] fußt auf einer numerischen Integration der vom Zeitfaktor befreiten hydrodynamischen Bewegungsgleichungen. Die unregelmäßigen Änderungen der Querschnitte werden dabei voll berücksichtigt und man erhält in einem einzigen Rechnungsgang nicht nur die Periode, sondern auch die Lage der Knotenlinien, sowie die horizontalen bzw. vertikalen Verschiebungen (ξ und η) an allen Querschnitten des Sees. Sie ist dadurch allen übrigen theoretischen Methoden überlegen.

Die Bewegungs- bzw. Kontinuitätsgleichung [*9*] haben die Form:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} \text{ und } \eta = -\frac{1}{b} \frac{\partial}{\partial x} (S \xi). \tag{1}$$

Für ξ und η werden periodische Funktionen der Form

$$\xi = \xi(x) \cos \frac{2\pi}{T} t \text{ und } \eta = \eta(x) \cos \frac{2\pi}{T} t \tag{2}$$

angenommen.

Für endliche Änderungen $\Delta\xi$ und $\Delta\eta$ ergeben die Gl. (1):

$$\Delta\eta = \frac{4\pi}{g T^2} \Delta x \, \xi \text{ und } \xi = -\frac{1}{S} \int_0^x (\eta b) \, dx. \tag{3}$$

Bei Kenntnis der Periode der freien Schwingung gestatten die Gl. (3) eine schrittweise Berechnung von ξ und η, falls die Abmessungen des Sees bekannt sind.

Werden die Querschnitte eng genug gewählt, so kann man bei angenäherter linearer Änderung von ξ und η von einem zum nächsten Querschnitt den Gl. (3) die folgende einfache Form geben:

$$\eta_2 = \eta_1 + \alpha \frac{\xi_1 + \xi_2}{2}, \quad \xi_2 = -\frac{1}{S_2\left(1 + \frac{\alpha v_2}{4 S_2}\right)}\left[q_1 + \left(\alpha \frac{\xi_1}{4} + \eta_1\right) v_2\right], \tag{4}$$

$$q_2 = q_1 + \frac{\eta_1 + \eta_2}{2} v_2.$$

Hierin bedeutet $\alpha = \frac{4\pi^2}{g T^2} \Delta x$, die Indizes 1 und 2 beziehen sich auf zwei sich folgende Werte von ξ, η und q (Transport durch den Querschnitt), v_n ist die Oberfläche des Sees zwischen dem $(n-1)$-ten und dem n-ten Querschnitt und q_0 ist Null zu setzen. Die zu erfüllenden Grenzbedingungen sind:

$$\text{für } x = 0 \text{ und } x = L \text{ (Länge des Sees) wird } \xi = q = 0. \tag{5}$$

Beginnt man die Rechnung bei $x = 0$ und wählt dort beliebig $\eta = 100$ cm und eine Periode T_0 (entsprechend der bekannten Merianschen Formel $T_0 = 2L/\sqrt{g\bar{h}}$), so gestatten die Gl. (4) eine schrittweise Berechnung aller ξ_n, η_n und q_n unter Berücksichtigung der Grenzbedingungen (5). Letztere fordern aber, daß ξ und η am oberen Seeende (Querschnitt 56) gleich Null werden, wenn die gewählte Periode T_0 die wirkliche Periode der Eigenschwingung des Sees ist. Ist dies nicht der Fall, so muß die Rechnung mit einem entsprechend abgeänderten Wert von T so lange wiederholt werden, bis diese Bedingung erfüllt ist. In der Praxis kann T bald zwischen zwei Werte eingeschlossen und mit genügender Genauigkeit bestimmt werden.

Für die Berechnung des Michigansees (mittlere geographische Breite 44° N, $g = 980{,}52$ cm/sec^{-1}) ergab die Meriansche Formel entsprechend einer Länge $L = 560$ km und einer mittleren Tiefe $\bar{h} = 88{,}99$ m eine Eigenperiode $T_0 = 10{,}532$ Std. Zur Erfüllung der Grenzbedingungen mußte die ganze Durchrechnung in oben angeführter Form dreimal durchgeführt werden. Bei der letzten betrug der Wassertransport durch den letzten Querschnitt nur 0,11 km³ (s. Tabelle 2, eingeklammerte Werte), so daß die Grenzbedingung an diesem nicht völlig geschlossenen Ende des Sees als genügend befriedigt angesehen werden kann. Die richtige Eigenperiode wurde durch graphische Interpolation aus drei Durchrechnungen bestimmt.

Die Ergebnisse der letzten Berechnung von ξ, η und q gibt die Tabelle 2 für die ein- bzw. zweiknotige Schwingung. Die entsprechenden Verteilungen von η und q zeigt die Abb. 4. Aus Abb. 4 ersieht man, daß die Knotenlinie der einknotigen Schwingung nahe dem 26. Querschnitt zu liegen kommt, und die Amplitude der Michigan-Seiche am Nordende des Sees einen um etwa $^1/_3$ höheren Wert annimmt als am Südende. Die Knotenlinien der zweiknotigen Schwingung treten beim 15. bzw. 43. Querschnitt auf und die Amplitude weist am Nordende einen etwa $^3/_4$ höheren Betrag auf als am Südende. Die korrespondierenden Wassertransporte q in km³ zeigen regelmäßige Verteilungen, deren maximale

Beträge jeweils sich bei den Querschnitten einstellen, die nahe den Knotenlinien liegen.

Die Perioden der ein- bzw. zweiknotigen Schwingung des Michigansees ergeben sich mit hinreichender Genauigkeit:

$$T_1 = 9{,}08 \text{ Stdn. bzw. } T_2 = 4{,}92 \text{ Stdn.; } T_2/T_1 = 0{,}551. \qquad (6)$$

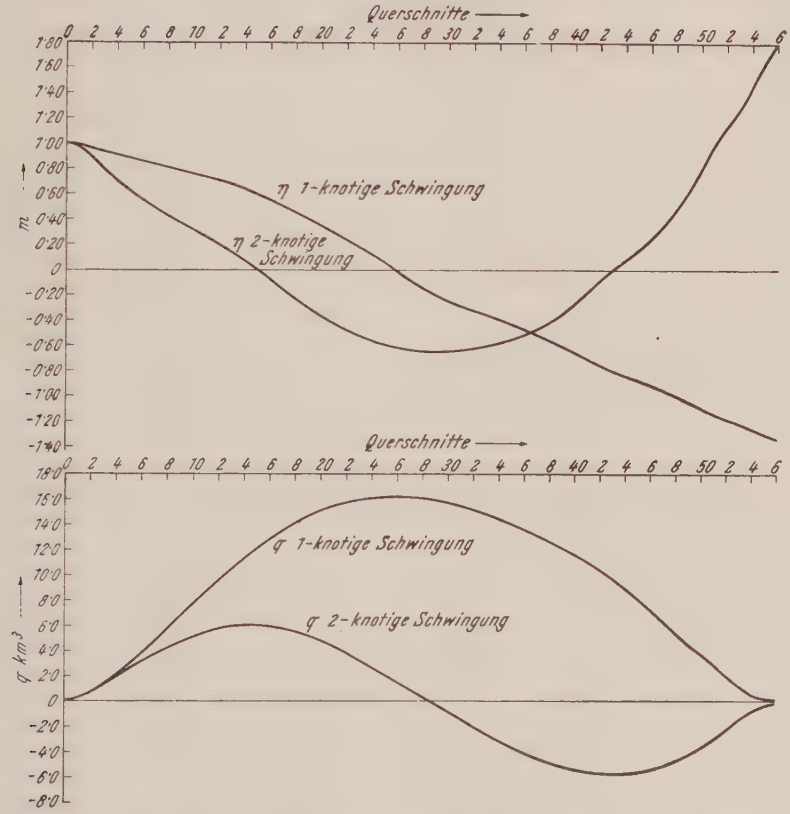


Abb. 4. Verteilung der vertikalen Wasserverschiebung η der ein- und zweiknotigen Schwingung (oberes Bild) und Verteilung des Wassertransportes q durch jeden Querschnitt für ein- und zweiknotige Schwingung (unteres Bild) (Methode von A. DEFANT).

Es ergibt sich somit eine Periode der einknotigen Schwingung, die dieselbe Größenordnung wie die des benachbarten Eriesees (14,3 Stdn.) hat.

Damit werden unsinnige Angaben, die sich in mehreren Arbeiten und Büchern über die Seespiegelschwankungen des Michigansees finden lassen (z. B. [*7*, *10*]), widerlegt. Dort wird immer die Periode der freien einknotigen Schwingung des Michigansees zu 112 Minuten angegeben. Diese Angabe ist zweifellos unrichtig und muß wohl Eigenschwingungen von Hafenbecken zugeschrieben werden, wie sie in einigen großen Häfen

Tabelle 2. *Vertikale und horizontale Wasserverschiebung (η und ξ), sowie Wassertransport durch jeden Querschnitt für die ein- bzw. zweiknotige Schwingung (Methode von* A. DEFANT*).*

Querschnitt Nr.	Einknotige Schwingung			Zweiknotige Schwingung		
	η cm	q 10^{14} cm^3	ξ m	η cm	q 10^{14} cm^3	ξ m
0	+ 100,0	+ 0	— 0	+ 100,0	+ 0	— 0
1	+ 98,9	2,7	594	+ 96,2	+ 2,7	— 586
2	+ 96,2	7,6	820	+ 87,4	+ 7,3	— 786
3	+ 93,2	13,9	810	+ 77,6	+ 12,8	— 744
4	+ 90,3	21,2	736	+ 68,7	+ 18,6	— 645
5	+ 87,7	29,6	665	+ 61,0	+ 24,7	— 555
6	+ 85,2	38,5	634	+ 54,2	+ 30,7	— 505
7	+ 82,9	47,9	626	+ 47,9	+ 36,3	— 475
8	+ 80,5	57,3	626	+ 41,9	+ 41,5	— 454
9	+ 78,1	66,9	646	+ 36,2	+ 46,2	— 446
10	+ 75,6	76,6	686	+ 30,4	+ 50,5	— 452
11	+ 72,8	86,1	837	+ 24,1	+ 53,9	— 524
12	+ 69,8	95,3	756	+ 17,9	+ 56,6	— 449
13	+ 66,8	104,2	836	+ 12,0	+ 58,6	— 470
14	+ 63,3	112,7	1024	+ 5,5	+ 59,7	— 543
15	+ 59,2	120,7	1186	— 1,8	+ 60,0	— 589
16	+ 54,5	128,1	1296	— 9,4	+ 59,3	— 600
17	+ 49,5	135,0	1376	— 17,0	+ 57,5	— 586
18	+ 44,3	140,9	1415	— 24,3	+ 54,9	— 551
19	+ 39,0	146,1	1372	— 30,9	+ 51,5	— 483
20	+ 33,8	150,6	1424	— 36,9	+ 47,2	— 446
21	+ 28,5	154,1	1428	— 42,3	+ 42,8	— 396
22	+ 22,9	157,0	1514	— 47,2	+ 37,8	— 364
23	+ 17,1	159,0	1587	— 51,6	+ 32,8	— 328
24	+ 11,0	160,3	1672	— 55,6	+ 27,8	— 290
25	+ 4,7	161,2	1700	— 58,9	+ 21,9	— 230
26	— 1,8	161,3	1782	— 61,5	+ 16,7	— 173
27	— 9,0	160,8	2024	— 63,4	+ 9,5	— 119
28	— 15,6	159,5	1533	— 64,4	+ 3,7	— 35
29	— 21,1	158,1	1356	— 64,5	— 1,8	+ 15
30	— 25,7	156,0	1123	— 64,1	— 7,5	+ 54
31	— 29,6	153,3	932	— 63,2	— 13,6	+ 83
32	— 33,0	150,3	915	— 61,9	— 19,6	+ 120
33	— 36,5	147,0	934	— 60,1	— 25,4	+ 162
34	— 40,0	143,5	960	— 57,7	— 30,9	+ 207
35	— 43,7	139,7	981	— 54,8	— 36,0	+ 253
36	— 47,5	135,8	1079	— 51,1	— 40,5	+ 322
37	— 51,9	131,8	1262	— 46,3	— 44,4	+ 425
38	— 56,5	127,2	1176	— 40,7	— 48,1	+ 445
39	— 61,2	122,0	1304	— 34,3	— 51,4	+ 549
40	— 66,3	116,7	1445	— 26,5	— 54,0	+ 668
41	— 71,7	111,0	1445	— 17,6	— 55,8	+ 726
42	— 76,9	104,2	1294	— 8,4	— 57,0	+ 707
43	— 81,2	97,4	1036	+ 0,1	+ 57,3	+ 610

(Fortsetzung der Tabelle 2.)

Querschnitt Nr.	Einknotige Schwingung			Zweiknotige Schwingung		
	η cm	q 10^{14} cm³	ξ m	η cm	q 10^{14} cm³	ξ m
44	— 84,7	89,6	835	+ 7,4	+ 57,0	+ 531
45	— 88,2	81,2	985	+ 15,2	+ 55,9	+ 678
46	— 92,1	73,0	1142	+ 24,9	+ 54,1	+ 846
47	— 96,2	63,6	1033	+ 35,7	+ 51,1	+ 829
48	— 100,1	54,2	1024	+ 46,7	+ 47,1	+ 890
49	— 104,8	45,6	1496	+ 61,4	+ 42,6	+ 1397
50	— 110,6	38,1	1596	+ 80,5	+ 37,6	+ 1577
51	— 115,9	30,1	1209	+ 98,7	+ 31,3	+ 1268
52	— 119,9	20,6	963	+ 113,7	+ 22,7	+ 1064
53	— 123,3	12,8	820	+ 126,7	+ 15,1	+ 964
54	— 127,4	7,0	1404	+ 144,2	+ 8,8	+ 1761
55	— 131,8	3,0	912	+ 163,3	+ 4,1	+ 1224
56	— 134,9	+ (1,1)	— (754)	+ 178,2	(+ 1,7)	(+ 1088)

des Michigansees zu beobachten sind (z. B. Calumet Harbour, Chicago). Auftretende Perioden dieser Dauer von zirka 30 bis 120 Minuten werden damit befriedigend erklärt, jedoch können sie in keinem Fall als Seespiegelschwankungen (Seiches) des ganzen Sees angesehen werden.

2. Chrystals Methode.

Um die nach der A. Defantschen Methode errechneten theoretischen Perioden einer Überprüfung zu unterziehen, wurde die klassische Methode

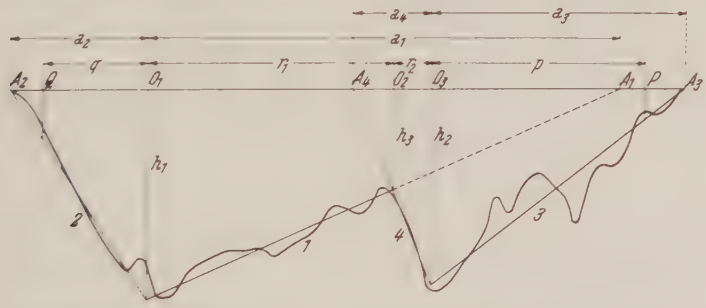


Abb. 5. Annäherung der Normalkurve (Abb. 3) des Michigansees durch vier gerade Linien, sowie Bezeichnungsweise zur Berechnung der Periode nach der Methode von Chrystal.

von Chrystal [*11, 13*] zur Anwendung gebracht. Chrystal konnte nachweisen, daß Schwingungen eines Sees mit unregelmäßigen Bodenformen denjenigen eines rechteckigen Sees gleichkommen, wenn die Normalkurve desselben dem Talweg des Sees entspricht. Es ist daher nur notwendig, die Normalkurve (Abb. 3) des Michigansees durch mathematisch streng fixierbare Kurven möglichst genau anzunähern. Eine solche Näherung durch vier gerade Linien (1 bis 4) zeigt die Abb. 5.

Man erkennt, daß die Näherung mit Ausnahme der Geraden 3 nahezu vollkommen ist. Jedoch ist auch hier die Annäherung gerade in diesem Fall der größten Unregelmäßigkeit des Seebodens noch befriedigend.

Die Gleichungen der Geraden 1 und 2 werden auf den Koordinatenursprung 0_1, diejenigen der Geraden 3 und 4 auf einen anderen 0_3 bezogen. Die laufende Koordinate x wird stets positiv nach rechts gezählt.

Ausgehend von den bekannten Chrystalschen Differentialgleichungen:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = g\,\sigma(v)\frac{\partial^2 u}{\partial v^2} \text{ und } \eta = -\frac{\partial u}{\partial v}, \tag{7}$$

worin wieder $u = S\,\xi$, $v = \int_0^x b \cdot dx$ und $\sigma(v) = S(x)\,b(x)$ bedeuten, lassen sich diese für einen See von konstanter Breite b und rechteckigem, jedoch variablem Querschnitt $b\,h(x)$ in die nachfolgende Form umwandeln:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = g\,h(x)\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad \text{und} \quad \eta = -\frac{\partial u}{\partial x}, \tag{8}$$

worin $u = h(x) \cdot \xi$ ist.

Mit der Wahl von $u = P\cos(n\,t + \varepsilon)$ geht die Gl. (8) in die Gleichung:

$$\frac{d^2 P}{dx^2} + \frac{\omega^2}{g\,h(x)}\,P = 0 \tag{9}$$

über. Dabei ist die Frequenz der Eigenschwingung $\omega = 2\pi\,T$. Besteht die Normalkurve aus Geraden (wie in Abb. 4), so kann man sie stückweise durch $h(x) = h(1 + x\,a)$ annähern, wobei die Konstante a positiv oder negativ zu wählen ist, je nachdem die Gerade in der positiven X-Richtung ansteigt oder abfällt. Setzt man:

$$w = \frac{2\,n\,a}{\sqrt{g\,h}} \cdot \sqrt{1 \pm \frac{x}{a}} \quad \text{und} \quad P = R\,w, \tag{10}$$

so geht die Gl. (9) in die allgemeine Form der Differentialgleichung der Bessel-Funktionen 1. Ordnung über und lautet:

$$\frac{d^2 R}{dw^2} + \frac{1}{w}\frac{dR}{dw} + \left(1 - \frac{1}{w^2}\right) R = 0. \tag{11}$$

Eine Lösung ist demnach $R = A\,J_1(w) + B\,Y_1(w)$, worin A und B willkürliche Konstanten sind.

Setzt man ferner

$$\frac{2\,\omega\,a}{\sqrt{g\,h}} = \beta \text{ und } \frac{w}{\beta} = \sqrt{1 \pm \frac{x}{a}},$$

so lauten die schließlichen Lösungen des Problems:

$$\xi\,w = [A\,J_1(w) + B\,Y_1(w)], \tag{12}$$

$$\eta = \pm\frac{h}{2\,a}\,[A\,J_0(w) + B\,Y_0(w)],$$

wobei das Vorzeichen von η sich wieder auf den Anstieg bzw. Abfall der Geraden in Richtung der positiven X-Achse bezieht.

Die Gleichungen der Geraden lauten nun:

1. gezählt vom Koordinatenursprung 0_1:

$$\begin{aligned} h_1(x) &= h_1(1 - x/a_1), \\ h_2(x) &= h_1(1 - x/a_2) \end{aligned} \tag{13}$$

und für $x = r_1$

$$h_3 = h_1(1 - r_1/a_1);\ a_1 = r_1 \frac{h_1}{h_1 - h_3};$$

2. gezählt vom Koordinatenursprung 0_3:

$$\begin{aligned} h_3(x) &= h_2(1 - x/a_3), \\ h_4(x) &= h_2(1 + x/a_4) \end{aligned}$$

und für $x = -r_2$

$$h_3 = h_2(1 - r_2/a_4);\ a_4 = r_2 \frac{h_2}{h_2 - h_3}.$$

Man setzt ferner:

$$\left.\begin{aligned} w_1 &= \frac{2\omega a_1}{\sqrt{g h_1}} \cdot \sqrt{1 - \frac{x}{a_1}}, & w_2 &= \frac{2\omega a_2}{\sqrt{g h_1}} \sqrt{1 + \frac{x}{a_2}}, \\ w_3 &= \frac{2\omega a_3}{\sqrt{g h_2}} \sqrt{1 - \frac{x}{a_3}}, & w_4 &= \frac{2\omega a_4}{\sqrt{g h_2}} \cdot \sqrt{1 + \frac{x}{a_4}}, \\ \varkappa_1 &= \frac{2 a_1}{\sqrt{g h_1}}, & \varkappa_2 &= \frac{2 a_2}{\sqrt{g h_1}}, & \varkappa_3 &= \frac{2 a_3}{\sqrt{g h_2}}, & \varkappa_4 &= \frac{2 a_4}{\sqrt{g h_2}}, \\ \beta_1 &= \frac{2 a_1}{\sqrt{g h_1}} \sqrt{1 - \frac{r_1}{a_1}}, & \beta_2 &= \frac{2 a_2}{\sqrt{g h_1}} \sqrt{1 - \frac{q}{a_2}}, \\ \beta_3 &= \frac{2 a_3}{\sqrt{g h_2}} \sqrt{1 - \frac{p}{a_3}}, & \beta_4 &= \frac{2 a_4}{\sqrt{g h_2}} \sqrt{1 - \frac{r_2}{a_4}}. \end{aligned}\right\} \tag{14}$$

Die zu erfüllenden Grenzbedingungen sind:

$$\left\{\begin{aligned} &\xi_2 = 0 \text{ für } x_2 = -q, \\ &\xi_3 = 0 \text{ für } x_3 = p, \end{aligned}\right.$$

für Koordinatenursprung 0_1 $\xi_1 = \xi_2$, $\eta_1 = \eta_2$ für $x_1 = x_2 = 0$,

für Koordinatenursprung 0_2 $\xi_1 = \xi_4$, $\eta_1 = \eta_4$ für $x_1 = r_1$ und $x_4 = -r_2$,

für Koordinatenursprung 0_3 $\xi_3 = \xi_4$, $\eta_3 = \eta_4$ für $x_3 = x_4 = 0$.

Sie liefern, wenn man zum Grenzübergang $p = q = 0$ (d. h. die Normalkurve am Süd- und Nordende des Sees spitz auslaufen läßt) übergeht, sechs homogene Gleichungen mit sechs unbekannten Amplituden. Diese können nur bestehen, wenn die Determinante ihrer Koeffizienten verschwindet. In den Koeffizienten ist aber $\omega = 2\pi/T$ enthalten, so daß man eine Gleichung zur Ermittlung der Frequenzen ω der freien Schwingungen erhält.

Diese Determinante hat folgende Form:

$$\begin{vmatrix} A & B & o & o & o & C \\ D & E & o & o & o & F \\ G & H & J & K & o & o \\ L & M & N & O & o & o \\ o & o & P & Q & R & o \\ o & o & S & T & U & o \end{vmatrix} = 0. \qquad (16)$$

Die Bedeutung der Konstanten A bis U sind der nachfolgenden Tabelle 5 zu entnehmen.

Die Determinante (16) kann in folgender Weise entwickelt werden:

$$\begin{aligned} &(CUDQ + FRAT - CRDT - FUAQ)\,[HN - JM] + \\ +\,&(CRDS + FUAP - CUDP - FRAS)\,[HO - KM] + \\ +\,&(CRET + FUBQ - CUEQ - FRBT)\,[GN - JL] + \\ +\,&(CUEP + FRBS - CRES - FUBP)\,[GO - KL] = 0. \qquad (17) \end{aligned}$$

Zur zahlenmäßigen Auswertung wurden der Normalkurve des Michigansees folgende Zahlengrößen entnommen (s. Bezeichnungen in Abb. 4):

Tabelle 3. *Längenabmessung der Strecken entsprechend Abb. 5 und Zahlengröße der Werte α und β entsprechend Gl. (14).*

	10^{13} cm²	10^{17} cm³	10^4	
$O_1 A_1 = a_1$	37,0	$h_1 = 16{,}6$	$\alpha_1 = 1{,}834$	$a_1/a_2 = 3{,}491$
$O_2 A_2 = a_2$	10,6	$h_2 = 15{,}6$	$\alpha_2 = 0{,}526$	$a_3/a_4 = 3{,}143$
$O_3 A_3 = a_3$	19,8	$h_3 = 8{,}0$	$\alpha_3 = 1{,}013$	$\beta_1/\beta_4 = 5{,}519$
$O_3 A_4 = a_4$	6,3		$\alpha_4 = 0{,}322$	$a_1 h_2/a_4 h_1 = 5{,}519$
$O_3 A_1$	14,8		$\beta_1 = 1{,}273$	
$O_1 O_2 = r_1$	19,1687		$\beta_4 = 0{,}231$	
$O_3 O_2 = r_2$	3,0692			

Die Konstanten A bis U der Determinante lauten mit diesen Zahlenwerten:

Tabelle 4. *Bedeutung der Größen A bis U der Determinante (16) und ihre Zahlengröße.*

$A = J_1(n\,\alpha_1)$	$-0{,}14556$	$M = Y_0(n\,\beta_1)$	$-0{,}20417$
$B = Y_1(n\,\alpha_1)$	$-0{,}27777$	$N = -\frac{a_1}{a_4}\cdot\frac{h_2}{h_1} J_0(n\,\beta_4)$	$-4{,}62680$
$C = a_1/a_2\, J_1(n\,\alpha_2)$	2,03045		
$D = J_0(n\,\alpha_1)$	0,26444	$O = -\frac{a_1}{a_4}\cdot\frac{h_2}{h_1} Y_0(n\,\beta_4)$	0,36558
$E = Y_0(n\,\alpha_1)$	$-0{,}16523$		
$F = -a_1/a_2\, J_0(n\,\alpha_2)$	$-1{,}04303$	$P = a_3/a_4\, J_1(n\,\alpha_4)$	1,52190
$G = J_1(n\,\beta_1)$	$-0{,}23950$	$Q = a_3/a_4\, Y_1(n\,\alpha_4)$	$-2{,}07840$
$H = Y_1(n\,\beta_1)$	0,29254	$R = J_1(n\,\alpha_3)$	0,09284
$J = \beta_1/\beta_4\, J_1(n\,\beta_4)$	2,08055	$S = -a_3/a_4\, J_0(n\,\alpha_4)$	$-2{,}19117$
$K = \beta_1/\beta_4\, Y_1(n\,\beta_4)$	5,26739	$T = -a_3/a_4\, Y_0(n\,\alpha_4)$	$-0{,}61009$
$L = J_0(n\,\beta_1)$	$-0{,}31304$	$U = J_0(n\,\alpha_3)$	$-0{,}39235$

Da für ein vorgegebenes ω, d. h. für eine vorgegebene Periode $T = 2\pi/\omega$, die Werte $\omega\,\varkappa$ bzw. $\omega\,\beta$ und damit auch die Werte der Besselfunktionen $J_0\,J_1\,Y_0\,Y_1$ bestimmbar sind, läßt sich die Determinante (16) bzw. das Gleichungssystem (17) berechnen. Wäre die Periode T oder die Frequenz ω richtig gewählt worden, d. h. entspricht die gewählte Periode T derjenigen der Eigenschwingung des Michigansees, so müßte die Determinante den Wert Null ergeben. Nach mehreren Versuchen war diese Zwangsbedingung für die folgenden Werte von T für die ein- bzw. zweiknotige Schwingung erfüllt:

$$\boxed{T_1 = 9{,}045 \text{ Stdn. und } T_2 = 4{,}875 \text{ Stdn.}, \quad T_2/T_1 = 0{,}539.} \tag{18}$$

Man erkennt, wie gut die Chrystalsche Methode den sicher exakteren Werten der A. Defantschen Methode nahekommt.

3. Die Methode von Ertel.

H. Ertel [*14*] entwickelte eine von den anderen bekannten Berechnungsmethoden für die Periode von Seespiegelschwankungen im Prinzip abweichende Methode. Sie schließt sich an die wellenmechanische Störungsrechnung an.

Ausgehend von der Grundgleichung der Theorie longitudinaler Seiches

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = g\,S\,\frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{1}{b}\,\frac{\partial u}{\partial x}\right], \qquad u = \xi\,S \tag{19}$$

kann man diese Gleichung durch Einführung der neuen Variablen

$$z = \frac{v}{a}, \quad v = \int_0^x b\,dx, \quad v = \int_0^L b\,dx, \quad dz = \frac{b}{v}\,dx \tag{20}$$

in die Differentialgleichung

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \frac{1}{\varphi(z)}\,\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0, \quad \varphi(z) = \frac{g}{v}\,\sigma(v) = \frac{g}{v^2}\,b(z)\,S(z) \tag{21}$$

transformieren. $\varphi(z)$ ist die mit dem Faktor g/v^2 multiplizierte Normalkurve des Sees.

Nimmt man für u eine periodische Funktion [Amplitude $A(z)$ und Frequenz ω]

$$u \sim A(z)\,e^{i\omega t} \tag{22}$$

an, so erhält man als Differentialgleichung für $A(z)$ aus Gl. (21)

$$\frac{\partial^2 A(z)}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{\varphi(z)}\,A(z) = 0 \tag{23}$$

Für den Fall einer konstanten mittleren Breite b_0 und eines konstanten mittleren Querschnitts S_0 und daher auch konstanten mittleren Tiefe $\bar{h} = S_0/b_0$ ergibt die Gl. (21) wegen $v = L\,b_0$

$$\varphi_0 = \frac{g\,\bar{h}}{L^2} \tag{24}$$

und die Gl. (23)

$$\frac{\partial^2 A_0}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{\varphi_0} A_0 = 0. \tag{25}$$

Eine Lösung von (25) mit den Randbedingungen $A_0 (z = 0) = A_1 (z = 0) = 0$ ist

$$A_0 = \sqrt{2} \sin \pi z. \tag{26}$$

Zu ihr gehört als erster Eigenwert die Meriansche Frequenz bzw. Periode

$$\omega_0 = \frac{\pi}{L} \sqrt{g \bar{h}} \quad \frac{2\pi}{T_0} \qquad \text{oder} \qquad T_0 = \frac{2L}{\sqrt{g \bar{h}}}. \tag{27}$$

Die Eigenfunktion selbst ist entsprechend

$$\int_0^1 A_0^2 \, dz = 0$$

durch den Faktor $\sqrt{2}$ normiert.

Zur Lösung der allgemeinen Gl. (23) macht ERTEL den in der Störungstheorie üblichen Störungsansatz:

$$\begin{aligned} A &= A_0 + \Delta A \\ \varphi &= \varphi_0 + \Delta \varphi \end{aligned} \qquad \text{und} \qquad \frac{\omega^2}{\varphi} = \frac{\omega_0^2}{\varphi_0} + \Delta\left(\frac{\omega^2}{\varphi}\right). \tag{28}$$

Setzt man (28) in (23) ein, so wird

$$\frac{\partial^2 (\Delta A)}{\partial z^2} + \frac{\omega_0^2}{\varphi_0} \Delta A = -\Delta\left(\frac{\omega^2}{\varphi}\right) A_0. \tag{29}$$

Den Störungsterm $-\Delta\left(\frac{\omega^2}{\varphi}\right)$ transformiert ERTEL unter, wie er sagt, Vernachlässigung von Größen 2. Ordnung in den Ausdruck

$$\frac{\Delta(\omega^2)}{\varphi_0} - \omega_0^2 \frac{\Delta\varphi}{\varphi_0^2}.$$

Diese Transformation ist nur erlaubt, wenn $\Delta\varphi / \varphi_0$ immer vielmals kleiner als 1 bleibt. Dies ist aber, wie die Tabelle 5 zeigt, nicht der Fall. $\Delta\varphi/\varphi_0$ übersteigt sogar an mehreren Querschnitten, wie zu erwarten ist, den Wert 1.

Man kann daher die von ERTEL vorgenommene Vernachlässigung nicht anwenden und muß einen anderen Lösungsgang wählen.

Die Differentialgleichung (29) hat eine Lösung nur dann, wenn der Störungsterm in (29) orthogonal auf die Lösung der homogenen Gl. (23) ist.

Dies fordert:

$$\int_0^1 -\Delta\left(\frac{\omega^2}{\varphi}\right) A_0^2 \, dz = 0. \tag{30}$$

Daraus läßt sich mit Berücksichtigung von Gl. (26) folgende Endlösung für die Frequenz der einknotigen Seiche ableiten:

$$\omega^2 = \frac{\omega_0^2}{2} \frac{1}{\int_0^1 \frac{\sin^2 \pi z}{\left(1 + \frac{\Delta\varphi}{\varphi_0}\right)} dz}. \tag{31}$$

Tabelle 5. *Auswertung der Lösung (31) für die Bestimmung der Frequenz bzw. Periode nach der Ertel-Methode für die ein- bzw. zweiknotige Schwingung.*

Querschnitt Nr.	z	$\varphi(z)$ 10^{-10} cm^2 sec^{-2}	$\Delta\varphi/\varphi_0$ 10^{-10} cm^2 sec^{-2}	Einknotige Schwingung		Zweiknotige Schwingung	
				πz grad min	$\frac{\sin^2 \pi z}{(1+\Delta\varphi/\varphi_0)}$	$2\pi z$ grad min	$\frac{\sin^2 2\pi z}{(1+\Delta\varphi/\varphi_0)}$
0	0	0	— 1,000	0	0	0	0
1	0,005	0,678	— 0,976	0 56	0,01	1 52	0,04
2	0,015	1,892	— 0,920	2 40	0,03	5 20	0,11
3	0,027	4,458	— 0,839	4 56	0,05	9 52	0,18
4	0,042	8,880	— 0,681	7 38	0,05	15 16	0,22
5	0,060	15,774	— 0,433	10 51	0,06	21 42	0,24
6	0,081	22,108	— 0,206	14 29	0,08	28 54	0,29
7	0,101	30,775	+ 0,142	18 13	0,09	36 26	0,31
8	0,123	38,254	+ 0,375	22 09	0,11	44 19	0,36
9	0,146	44,780	+ 0,609	26 18	0,12	52 36	0,39
10	0,170	50,286	+ 1,167	30 38	0,12	61 16	0,36
11	0,194	47,230	+ 0,698	35 01	0,19	70 01	0,52
12	0,219	57,774	+ 1,076	39 25	0,19	78 50	0,42
13	0,244	56,526	+ 1,031	43 52	0,24	87 44	0,49
14	0,268	49,873	+ 0,793	48 20	0,31	180—83 20	0,55
15	0,294	47,452	+ 0,706	52 51	0,37	74 18	0,54
16	0,318	45,348	+ 0,630	57 17	0,43	65 27	0,51
17	0,343	45,034	+ 0,619	61 49	0,48	56 23	0,43
18	0,368	44,106	+ 0,586	66 09	0,53	47 42	0,35
19	0,391	46,425	+ 0,669	70 23	0,53	39 14	0,24
20	0,415	43,873	+ 0,577	74 40	0,59	30 40	0,16
21	0,436	41,536	+ 0,494	78 31	0,64	20 58	0,09
22	0,457	37,897	+ 0,362	82 20	0,72	15 20	0,05
23	0,476	33,245	+ 0,194	85 45	0,84	8 30	0,02
24	0,494	32,995	+ 0,186	88 57	0,84	180— 2 05	0,00
25	0,514	34,798	+ 0,322	180—87 29	0,76	180+ 5 02	0,01
26	0,534	32,748	+ 0,177	83 58	0,84	12 04	0,04
27	0,552	27,474	— 0,013	80 35	0,98	18 50	0,11
28	0,570	31,068	+ 0,117	77 28	0,85	25 03	0,16
29	0,586	36,200	+ 0,341	74 36	0,69	30 49	0,20
30	0,603	45,839	+ 0,648	71 32	0,55	36 56	0,22
31	0,621	55,489	+ 0,996	68 14	0,43	43 31	0,24
32	0,639	55,962	+ 1,012	64 58	0,41	50 05	0,29
33	0,657	52,492	+ 0,888	61 42	0,41	56 36	0,37
34	0,675	47,996	+ 0,725	58 33	0,42	62 54	0,46
35	0,692	44,219	+ 0,589	55 26	0,43	69 07	0,55
36	0,708	36,432	+ 0,309	52 30	0,48	74 59	0,71
37	0,724	29,860	+ 0,073	49 46	0,54	80 28	0,90
38	0,740	34,534	+ 0,241	46 50	0,43	180+86 20	0,80
39	0,756	27,919	+ 0,003	43 51	0,48	360—87 42	1,00
40	0,772	24,802	— 0,109	40 59	0,48	81 58	1,10
41	0,788	23,853	— 0,143	38 09	0,45	76 17	1,10
42	0,805	27,294	— 0,019	35 02	0,34	70 03	0,90

(Fortsetzung der Tabelle 5.)

Querschnitt Nr.	z	$\varphi(z)$ 10^{-10} cm² sec^{-2}	$\Delta\varphi/\varphi_0$ 10^{-10} cm² sec^{-2}	Einknotige Schwingung: πz grad min	Einknotige Schwingung: $\frac{\sin^2 \pi z}{(1+\Delta\varphi/\varphi_0)}$	Zweiknotige Schwingung: $2\pi z$ grad min	Zweiknotige Schwingung: $\frac{\sin^2 2\pi z}{(1+\Delta\varphi/\varphi_0)}$
43	0,822	30,023	+ 0,079	32 06	0,26	64 11	0,75
44	0,840	37,294	+ 0,340	28 51	0,17	57 42	0,53
45	0,858	26,910	— 0,033	25 33	0,19	51 05	0,63
46	0,875	21,195	— 0,238	22 26	0,19	44 51	0,65
47	0,894	21,742	— 0,219	19 02	0,14	38 03	0,49
48	0,913	17,839	— 0,359	15 44	0,12	31 28	0,42
49	0,929	9,195	— 0,670	12 51	0,15	25 42	0,57
50	0,942	6,569	— 0,767	10 29	0,14	20 57	0,55
51	0,955	7,179	— 0,743	8 04	0,08	16 08	0,30
52	0,971	6,293	— 0,774	5 18	0,04	10 35	0,15
53	0,983	4,225	— 0,848	3 07	0,02	6 14	0,08
54	0,992	0,720	— 0,975	1 32	0,00	3 04	0,12
55	0,997	0,233	— 0,992	0 29	0	0 58	0
56	1,000	0,035	— 1,000	180— 0	0	0	0

Für $\Delta\varphi = 0$ (rechteckiges Becken, $q = q_0$) wird das Integral gleich $^1{}_2$ und $T = T_0$. Ist das Integral $= {}^1/_2$, dann ist $T = T_0$.

Bei der Auswertung des Integrals ist zu beachten, daß an beiden Enden des Sees ($z = 0$ oder 1) der Nenner gleich Null wird. Da aber der Zähler $\sin^2 \pi z$ rascher zu Null konvergiert als der Nenner, ist die Funktion unter dem Integral zwischen diesen Stellen gleich Null.

Für die zwei- und mehrknotige Schwingung ist in dieser Lösung nur πz durch $2\pi z \ldots n\pi z$ und $\omega_0 = \frac{\pi}{L}\sqrt{g\bar{h}}$ durch $\frac{2\pi}{L}\sqrt{g\bar{h}}$ .... $\frac{n\pi}{L}\sqrt{g\bar{h}}$ zu ersetzen.

Die Auswertung der Formel (31) für die ein- bzw. zweiknotige Schwingung entsprechend den Ausmessungen des Michigansees gibt die Tabelle 5.

Es errechnet sich die richtige Periode der ein- bzw. zweiknotigen Schwingung nach der Ertel-Methode, mit $T_0 = 10{,}532$ Stdn., zu

$$T_1 = 9{,}020 \text{ Stdn. und } T_2 = 4{,}689 \text{ Stdn., } T_2/T_1 = 0{,}520. \quad (32)$$

Tabelle 6. *Vergleich der Perioden der ein- bzw. zweiknotigen Schwingung aller drei angewandten Methoden.*

Schwingungen	A. DEFANT	CHRYSTAL	Abweich. von der DEFANT-Periode: in sec	Abweich. von der DEFANT-Periode: in %	ERTEL	Abweich. von der DEFANT-Periode: in sec	Abweich. von der DEFANT-Periode: in %
einknotig . . .	9,080	9,045	126	0,4	9,020	216	0,7
zweiknotig .	4,920	4,875	162	0,9	4,689	830	4,7

Den Vergleich der nach den verschiedenen Methoden berechneten Perioden der Eigenschwingungen des Michigansees gestattet die Tabelle 6. Die Tabelle 6 zeigt, daß sowohl bei der ein- als auch bei der zweiknotigen Schwingung der Vergleich der Perioden günstig ausfällt, was für die Korrektheit der angewandten Methoden spricht. Wenn man den Werten der A. Defant-Methode, die ja am genauesten die Bodenformen des Sees berücksichtigt, den meisten Glauben schenkt, und die Abweichungen der Ergebnisse der anderen beiden Methoden von den Werten der A. Defant-Methode berechnet (in Sekunden als auch in Prozenten, s. Tabelle 6), so erkennt man, daß der Zeitunterschied in Grenzen bleibt, die absolut annehmbar sind. Man darf daher das Ergebnis dieses Vergleichs als befriedigend bezeichnen.

Für rechteckige Becken mit verschieden geformten Längsprofil hat CHRYSTAL das Verhältnis der Eigenperiode der einknotigen Seiche zur Periode nach der Merian-Formel berechnet. Bei der Merianschen Formel wird dabei immer diejenige Tiefe gewählt, bei der $z = {}^1/_2$ ist, d. h. immer in der Mitte des Längsprofils. Er hat vor allem die einfachen Formen eines Beckens mit dreieckigem (gleichschenklig), konkavparabolischem und konvexparabolischem Längsprofil gewählt.

Es ist nun interessant, die Ertelsche Methode (Gl. 31) für diese Fälle von einfachen Beckenformen anzuwenden.

Für diese Fälle wird $\frac{\varphi(z)}{\varphi_0}$ $1 - \frac{1\varphi}{\varphi_0}$ gleich $h(z) : \overline{h}$, worin $\overline{h}$ die mittlere Tiefe des ganzen Beckens ist.

Das Integral der Formel (31) lautet im Falle

eines dreieckigen Längsprofils $\int_0^1 \frac{\sin^2 \pi z}{z}\, dz$,

eines konvexparabolischen Längsprofils $\frac{2}{3} \int_0^1 \frac{\sin^2 \pi z}{(2z^2 - 2z + 1)}\, dz$,

eines konkavparabolischen Längsprofils $\frac{1}{6} \int_0^1 \frac{\sin^2 \pi z}{(z - z^2)}\, dz$.

Die Auswertung dieser Integrale ergab folgenden Vergleich mit den Chrystalschen Werten:

Längsprofil	CHRYSTAL	ERTEL	Untersch. in % gegen CHRYSTAL	Tiefe zur Berechnung von T_0
dreieckig (gleichschenklig)	$T = 1{,}305\ T_0$	$T = 1{,}291\ T_0$	1,1	$2\,\overline{h}$
konkavparabolisch	$T = 1{,}110\ T_0$	$T = 1{,}115\ T_0$	0,5	${}^3/_2\,\overline{h}$
konvexparabolisch	$T = 0{,}950\ T_0$	$T = 0{,}960\ T_0$	1,0	${}^3/_4\,\overline{h}$

Die Werte T_0 beziehen sich, wie schon erwähnt, auf die Tiefe bei $z = {}^1/_2$ im gewählten Längsprofil (s. letzte Spalte der Tabelle).

Man sieht, daß der Vergleich ausgezeichnet ausfällt. Das Längsprofil des Michigansees nähert sich am ehesten einem konkavparabolischen Längsprofil, bei dem die in der Merianschen Formel zu verwendende Tiefe zu rund 145 m gewählt werden kann. Das ergibt $T_0 = 8{,}25$ Stdn. und damit eine Periode der einknotigen Seiche $T_1 = 9{,}07$ Stdn. gegenüber 9,08 Stdn. entsprechend der exakten Durchrechnung (Gl. 6). Man erkennt, daß die Wahl eines konkavparabolischen Längsprofils zur Annäherung des wahren Längsprofils des Michigansees recht gute Übereinstimmung in der Periode liefert.

4. Die Wirkung der ablenkenden Kraft der Erdrotation auf die Eigenschwingungen des Michigansees.

Den Einfluß der Erdrotation auf die Eigenschwingungen eines rechteckigen Beckens hat G. I. Taylor [*15*] in seiner bekannten Arbeit über die Reflexion einer Gezeitenwelle am Ende eines abgeschlossenen Kanals behandelt. Die schwierige mathematische Ableitung führt zum Ergebnis, daß der Einfluß der Erdrotation sich bei diesen Eigenschwingungen einmal in einer kleinen Verlängerung der Periode äußert, anderseits darin, daß die einfache Schaukelbewegung in eine Drehwelle, hervorgerufen durch die ablenkende Kraft der Erdrotation, umgewandelt wird.

Die Wirkung der Corioliskraft kann bei Berechnung der Eigenschwingung kleiner Seen unbedenklich vernachlässigt werden, aber bei großen Binnenseen, Meeresbuchten oder Meeresteilen wird diese Wirkung, wenn nicht groß, so doch in bemerkbarem Maß vorhanden sein. So kann man zeigen, daß z. B. bei der Ostsee (G. Neumann [*5*]) bei einer Schwingungsdauer von 28 Stdn., ohne Berücksichtigung der ablenkenden Kraft, die Erdrotation die Schwingungsdauer um etwa 14% verlängert.

Weitere Untersuchungen liegen noch von Jeffreys [*16*] vor, der die Wirkung der Corioliskraft auf elliptisch geformte Becken behandelt. Er zeigt, daß die Periode hauptsächlich von der Länge der großen Achse der Ellipse abhängt und daß die Schwankung der Länge der kleinen Achse nur Änderungen von einigen wenigen Prozenten in der Periode bedingen.

Lösungen der Differentialgleichungen für Becken von veränderlicher Tiefe und unregelmäßigen Oberflächenformen sind bisher noch nicht gegeben worden. Zusammen mit der Zulassung von Quergeschwindigkeiten führen solche Versuche auf erhebliche mathematische Schwierigkeiten.

So wird man sich auch weiterhin mit der angenäherten Berücksichtigung der ablenkenden Kraft der Erdrotation zufrieden geben müssen, die nur die Wirkung der Corioliskraft auf die durch die früher beschriebene Methode berechneten Längsgeschwindigkeiten berücksichtigt, aber keine Quergeschwindigkeiten zuläßt. Diese angenäherte Methode fordert, daß die Seeoberfläche sich sogleich auf ein Gleichgewicht zwischen der Corioliskraft und der Druckkraft quer zum See nach statischem Prinzip einstellt. Für Perioden der freien Schwingung von längerer Dauer

(Stdn.) ist dies wohl immer recht gut der Fall, wie der Vergleich der Ergebnisse dieser Methode mit tatsächlich beobachteten Verhältnissen stets gezeigt hat (s. z. B. [*2, 17*]).

Mit der früher verwendeten Bezeichnungsweise sei die horizontale Verschiebung in der Längsrichtung des Sees

$$\xi = \xi(x) \cos \frac{2\pi}{T} t \quad \text{und} \quad u = \frac{d\xi}{dt}. \tag{33}$$

Es ist somit

$$u = \frac{2\pi}{T} \xi(x) \cos\left[\frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{T}{4}\right)\right]. \tag{34}$$

Bezeichnen wir die Corioliskraft mit $C = 2\,\Omega \sin\varphi \cdot u$, mit g die Schwerebeschleunigung, mit $b/2$ die halbe Breite des Sees und mit $\bar{\eta}$ die vertikale Erhebung des Seespiegels am Rande eines beliebigen Querschnitts, so kann man entsprechend der Abb. 6 leicht die nachfolgende Beziehung ableiten:

$$\bar{\eta} = \frac{b}{2} \operatorname{tg} \varkappa = -\frac{b}{2} \frac{2\,\Omega \sin\varphi \cdot u}{g}. \tag{35}$$

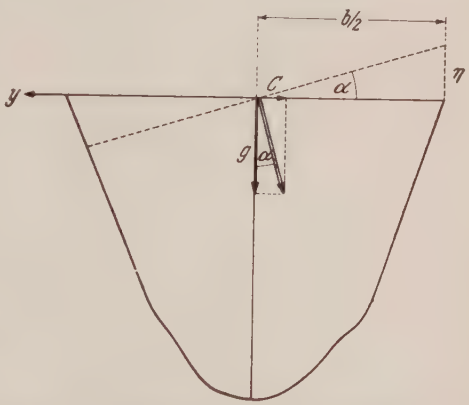


Abb 6. Schematische Skizze für die Wirkungsweise der Corioliskraft.

Dies folgt aus der vorstehend erwähnten Gleichgewichtsbedingung. Weiter ist gefordert, daß die Neigung linear erfolgt. Es wird daran erinnert, daß die positive Y-Achse in der Abb. 6 nach links zeigt und die positive X-Achse in die Papierebene weist.

Bezeichnet man mit H die Hubhöhe oder Amplitude der Gesamtschwingung (Anteil durch die normale Schaukelbewegung ohne Einfluß der Erddrehung und Anteil durch Wirkung der Corioliskraft), so ist

$$H = \eta \cos \frac{2\pi}{T} t + \bar{\eta} \cos \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{T}{4}\right). \tag{36}$$

Man erkennt, daß der Anteil von H, der durch die Wirkung der Corioliskraft verursacht ist, um $^1/_4$ der Periode gegen den anderen Anteil verschoben abläuft. Gl. (36) kann leicht in die weitere Form:

$$H = \eta \cos \frac{2\pi}{T} t + \bar{\eta} \sin \frac{2\pi}{T} t \tag{37}$$

überführt werden.

Da $H = H \cos\left(\frac{2\pi}{T} t - \varepsilon\right) = H \cos\varepsilon \cos \frac{2\pi}{T} t + H \sin\varepsilon \sin \frac{2\pi}{T} t$ ist,

Tabelle 7. *Auswertung der Beziehung (38) zur Ermittlung der Wirkungsweise der Corioliskraft auf die Eigenschwingung des Michigansees.*

Querschnitt Nr.	Einknotige Schwingung						Zweiknotige Schwingung					
	$u = \frac{2\pi}{T}\xi$	$\bar{\eta}$	η	ε Ostseite	Eintrittszeit d. Max. der Hubhöhe in Bruchteilen d. Periode T	Hubhöhe H	$u = \frac{2\pi}{T}\xi$	$\bar{\eta}$	η	ε Ostseite	Eintrittszeit d. Max. der Hubhöhe in Bruchteilen d. Periode T	Hubhöhe H
	cm sec $^{-1}$	cm	cm	grad	Ostseite / Westseite	cm	cm sec $^{-1}$	cm	cm	grad	Ostseite / Westseite	cm
0	0	0	100	0	0 / 1,00	100	0	0	100	0	0 / 1,00	100
2	− 16	4,7	96	2,6	0,01 / 0,99	96	− 28	− 8,8	87	5,8	0,02 / 0,98	88
4	14	6,4	90	4,1	0,01 / 0,99	90	— 23	— 10,4	69	8,6	0,02 / 0,98	70
6	12	6,8	85	4,6	0,01 / 0,99	86	— 18	— 9,9	54	10,4	0,03 / 0,97	55
8	12	7,4	80	5,3	0,01 / 0,99	81	— 16	— 9,8	42	13,2	0,04 / 0,96	43
10	13	8,7	76	6,6	0,02 / 0,98	76	16	— 10,5	30	19,0	0,05 / 0,95	32
12	15	9,8	70	8,0	0,02 / 0,98	70	16	— 10,7	18	30,9	0,08 / 0,92	21
14	— 20	13,1	63	11,6	0,03 / 0,97	65	19	— 12,8	5	66,8	0,18 / 0,82	16
16	− 25	16,8	54	17,1	0,05 / 0,95	57	− 21	— 14,3	− 9	180 — 56,7	0,34 / 0,66	16
18	− 27	17,7	44	21,6	0,06 / 0,94	48	− 20	− 12,7	− 24	27,6	0,42 / 0,58	27
20	− 27	16,6	34	26,2	0,07 / 0,93	38	16	9,6	− 37	14,6	0,46 / 0,54	38
22	— 29	15,6	23	30,1	0,08 / 0,92	28	− 13	6,9	− 47	8,3	0,48 / 0,52	47
24	− 32	16,2	11	44,2	0,12 / 0,88	20	10	5,2	56	5,4	0,49 / 0,51	56
26	34	18,2	− 2	180 84,3	0,27 / 0,73	18	6	3,2	− 62	3,0	0,49 / 0,51	62
28	29	12,9	− 16	39,5	0,39 / 0,61	20	1	0,5	− 64	180 − 0,5	0,50 / 0,50	64
30	− 22	10,5	26	22,2	0,44 / 0,56	28	2	0,9	− 64	180 + 0,8	0,50 / 0,50	64
32	− 18	8,8	− 33	14,9	0,46 / 0,54	34	4	2,1	− 62	1,9	0,51 / 0,49	62
34	18	8,7	40	12,3	0,46 / 0,53	41	7	3,4	58	3,4	0,51 / 0,49	58
36	− 21	8,8	48	10,6	0,47 / 0,53	48	11	4,8	51	5,4	0,51 / 0,49	51
38	− 23	10,6	56	10,6	0,47 / 0,53	58	16	7,4	41	10,3	0,53 / 0,47	41
40	28	12,5	66	10,6	0,47 / 0,53	68	24	10,6	26	21,8	0,56 / 0,44	29
42	— 25	12,4	− 77	9,1	0,48 / 0,52	78	25	12,4	8	180 + 55,9	0,66 / 0,34	15
44	16	8,2	85	5,5	0,48 / 0,52	85	19	9,6	7	360 − 52,4	0,86 / 0,14	12
46	22	10,6	92	6,6	0,48 / 0,52	93	30	14,6	25	30,4	0,92 / 0,08	29
48	20	9,7	100	6,3	0,48 / 0,52	105	32	15,6	47	18,5	0,95 / 0,05	49
50	31	12,3	111	3,8	0,49 / 0,51	111	56	22,5	80	15,7	0,96 / 0,04	84
52	− 19	8,0	120	2,6	0,49 / 0,51	120	38	16,3	114	8,1	0,98 / 0,02	115
54	— 27	5,7	− 127	0,2	0,50 / 0,50	128	62	13,2	144	5,3	0,99 / 0,01	145
56	— 15	0,5	135	180	0,50 / 0,50	135	39	1,3	178	0,4	1,00 / 0	179

folgt

$$H \cdot \cos \varepsilon = \eta, \qquad H \cdot \sin \varepsilon = \eta, \qquad \operatorname{tg} \varepsilon = \frac{\eta}{\eta}, \qquad H = \sqrt{\eta^2 + \eta^2}. \tag{38}$$

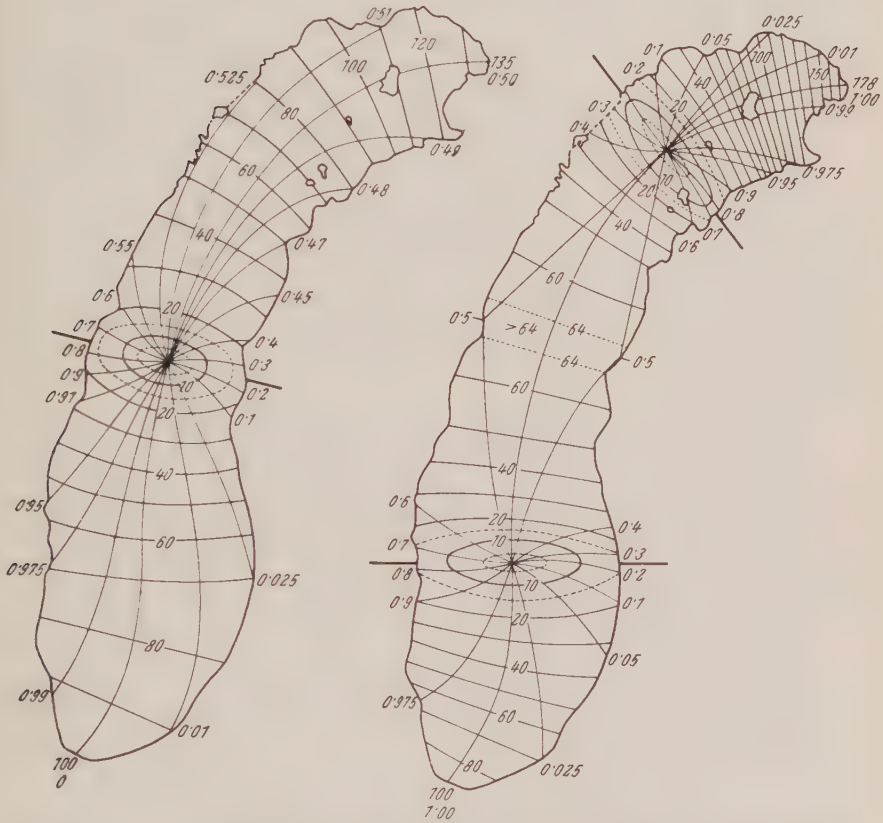


Abb. 7. Darstellung der Hubhöhen bzw. Phasenlinien der ein- bzw. zweiknotigen Schwingung (linkes bzw. rechtes Bild des Sees) bei Wirkung der Corioliskraft. Hubhöhen in Zentimeter (dicke Linien), Phasenlinien in Teilen der Periode T (dünne Linien).

Die rechnerische Bestimmung von (38) der ein- bzw. zweiknotigen Schwingung des Michigansees zeigt die Tabelle 7. Anhand einer zeichnerischen Auswertung der Berechnung (s. Abb. 7) kann man die Wirkungsweise der Corioliskraft überblicken. Die linke Darstellung des Sees in Abb. 7 bezieht sich auf die einknotige, die rechte Darstellung auf die zweiknotige Schwingung. Die stark ausgezogenen Linien stellen die Hubhöhenverteilung, die dünnen Linien die Phasen der Eintrittszeit maximaler Hubhöhe dar.

Man erkennt, daß die ablenkende Kraft der Erdrotation die einfache Schaukelbewegung in weiten Teilen des Sees kaum abzuändern vermag

und sich ihr Einfluß nur in einer leichten Krümmung der Hubhöhenlinien äußert. Diese ist kaum wahrnehmbar in den Teilen, die weit von den Knotenlinien entfernt sind. Sie verstärkt sich aber bei Annäherung an dieselben und geht in der Nähe der Knotenlinien in schmale ellipsenförmige Hublinienverteilungen über. Hier zeigt auch der dünne Liniensatz deutlich das Vorhandensein einer sternförmigen Anordnung oder einer Amphidromie. Die den Phasenlinien am Rande des Sees beigegebenen Eintrittszeiten in Bruchteilen der Periode zeigen, daß die einfache Schaukelbewegung unter der Wirkung der Erdrotation in eine Drehbewegung übergeht. Am Ostrand des Sees läuft bei der einknotigen Schwingung das Maximum der Hubhöhe, nachdem es erst am Südende mit 100 cm angenommen war, nordwärts und erreicht die Knotenlinie nach $^1/_4$ der Periode. Die Hubhöhe beträgt dort immerhin 18 cm, also $^1/_5$ der Ausgangshubhöhe. Am Nordende des Sees tritt das Maximum nach $^1/_2$ der Periode mit einer gesteigerten Hubhöhe von 135 cm auf und läuft dann an der Westseite wieder südwärts, um nach $^3/_4$ der Periodenlänge wieder an der Knotenlinie mit 18 cm Hubhöhe aufzutreten. Dann vollendet sich die Drehbewegung nach Ablauf der vollen Periode am Südende des Sees.

Ein entsprechender, nur durch das Vorhandensein von zwei Amphidromien, komplizierterer Vorgang findet bei der zweiknotigen Schwingung statt. Hier wird die erste Knotenlinie nach $^1/_4$ der Periode erreicht, die Mitte des Sees nach $^1/_2$ der Periode, die zweite Knotenlinie nach $^3/_4$ der Periode und die Nordspitze des Sees nach Ablauf der ganzen Periode. Dort tritt eine bedeutende Steigerung der Hubhöhe ein (178 cm). In entsprechender Weise läuft dann die Drehwelle an der Westseite bis zum Südende des Sees zurück.

Es ist erstaunlich, daß für den Michigansee die sicherlich vorhandenen Seespiegelschwankungen nach dem vorhandenen Beobachtungsmaterial noch keine nähere Untersuchung erfahren haben. Dieses Material müßte einer passenden Verarbeitung unterzogen werden, wobei die kurzdauernden Schwankungen von Häfen und Buchten ebenso auszuschalten wären, wie es bei den Gezeitenbeobachtungen allgemein getan wird.

Die wenigen Fälle von Seespiegelschwankungen, die ich selbst beobachtet habe, lassen eine Verarbeitung solchen Beobachtungsmaterials von Pegelstationen erfolgreich erscheinen, insbesondere, wenn man den Einfluß des Windes und des Luftdruckes, welche solche Seespiegelschwankungen anregen, in Rechnung stellt. Dazu wäre gerade rund um den Michigansee eine Reihe von meteorologischen Bodenstationen, sowie auch Radiosondenstationen vorhanden.

Literaturverzeichnis.

1. Thorade, H.: Probleme der Wasserwellen. Probleme d. Kosm. Physik Bd. XIII u. XIV. Hamburg 1931.
2. Defant, A.: Untersuchungen über d. Gezeitenersch. in Mittel- und Randmeeren usw., Teil I. Denkschr. d. Wiener Akad. XCVI. Wien 1920.
3. Proudman, J.: Dynamic Oceanography. London 1953.

4. Hidaka, K.: Application of Ritz's Variation Method to the determination of Seiches in a lake. Mem. Imp. Mar. Obs. **6**, 2. Teil. Tokio 1926.
5. Neumann, G.: Eigenschwingungen der Ostsee. Arch. d. Deutsch. Seewarte u. d. Marine Obs. **61**, Heft 4. Hamburg 1941.
6. Bergsten, F.: The Seiches of lake Vetter. Geogr. Annaler, Heft 1 u. 2. Stockholm 1926.
7. Hellström, B.: Wind Effekt on lakes and rivers. Ingeniörs Vetenskaps Akademien, Nr. 158, 11. Stockholm 1941.
8. Defant, A.: Einführung in die Geophysik III. Dynamische Ozeanographie, S. 179. Berlin 1929.
9. Lamb, H.: Lehrbuch d. Hydrodynamik, § 169, 277. Leipzig und Berlin 1931.
10. Halbfass, W.: Grundzüge der vergleichenden Seenkunde. Berlin 1923.
11. Chrystal, G.: Some results in the math. theory of seiches. Proc. roy. Soc. Edinburgh **25**, 328 (1904).
12. Defant, A.: Neue Methode zur Ermittlung der Eigenschwingungen (Seiches) von abgeschlossenen Wassermassen (Seen, Buchten usw.). Ann. Hydr. u. mar. Met. **46**, 78 (1918).
13. Chrystal, G.: On the hydrodyn. theory of seiches. Trans. roy. Soc. Edinburgh **41**, 599 (1905).
14. Ertel, H.: Eine neue Methode zur Berechnung der Eigenschwingungen von Wassermassen in Seen unregelmäßiger Gestalt. Sitz. Ber. Preuß. Akad. d. Wiss., Phys.-Math. Kl. XXIV. Berlin 1933.
15. Taylor, I. G.: Tidal oscillations in gulfs and rectangular basins. Proc. London math. Soc. **20**, Ser. 2, part 2 u. 3 (1920).
16. Jeffreys, H.: The free oscillations of water in an elliptical lake. Proc. London math. Soc. **23**, ser. 2, part 6 (1923).
17. Sterneck, R. v.: Die Gezeiten Erscheinungen in der Adria, 2. Teil. Denkschr. d. Wiener Akad. Wien 1919.

Buchbesprechungen.

Linkes Meteorologisches Taschenbuch. Neue Ausgabe. Herausgegeben von F. Baur. II. Band: Hilfsmittel des rechnenden Meteorologen. Mit 71 Abb. und 9 Tafeln, XVI, 724 S. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G. 1953. DM 38,—.

Unter der umsichtigen Redaktion von F. Baur ist der nun wieder vorliegende II. Band des Taschenbuches, der die Hilfsmittel des rechnenden Meteorologen bringt, zu einem stattlichen Werk angewachsen. Er geht im Inhalt über das, was der ihm entsprechende IV. Band der letzten Auflage enthält, weit hinaus. Der erste Hauptteil des Buches bringt auf 260 Seiten rechnerische und mathematische Hilfsmittel des Meteorologen und stellt damit in Erweiterung auf das Dreifache des früheren Umfanges ziemlich alles an Formeln, Rechenverfahren und mathematischen Darstellungsmethoden bereit, was der rechnende Meteorologe brauchen kann. Neben einer Erweiterung der in der früheren Auflage gebrachten mathematischen Formelsammlung und Verfahren der Algebra, der Analysis, der Vektorrechnung, der Methoden des praktischen Rechnens und der mathematischen Statistik wurden neue Abschnitte über Variationsrechnung, Integralgleichungen, Geometrie, Tensorrechnung und Kugelfunktionen aufgenommen.

Eine wesentliche und sehr wertvolle Bereicherung des Werkes bringt die von P. Raethjen übersichtlich zusammengestellte und erläuterte Sammlung von praktisch anwendbaren Gleichungen der dynamischen Meteorologie, wobei ihre Anwendung an instruktiven Zahlenbeispielen gezeigt wird. Man findet darin nicht nur die Formeln der Gasgesetze, der Thermodynamik und der Statik der Atmosphäre, der Dynamik des Translationsfeldes und des Wirbelfeldes, die Formeln der Kontinuität und der Vertikalbewegung und des Austausches, sondern auch die Definitionen der Begriffe und die Dimensionen der verschiedenen Größen angegeben. Eine den Fortschritten des letzten Dezenniums und den Bedürfnissen des heutigen Wetterdienstes Rechnung tragende vollständig neue Darstellung durch W. Zimmerschied hat der Abschnitt über die Bearbeitung aerologischer Messungen erfahren. Daraus seien hier besonders die Ausführungen über Meßgenauigkeit und Strahlungsfehler bei Radiosondenaufstiegen, über die wichtigsten heute benutzten Diagrammpapiere, über die Berechnung und instrumentelle Bestimmung der Höhen und ihre Genauigkeit, über die Anwendung der aerologischen Beobachtungen zu thermodynamischen Betrachtungen und zur Konstruktion der absoluten und relativen Topographie, sowie ein Anhang über aerologische Messungen mit Raketen hervorgehoben. H. Landsberg hat auf Grund zehnjähriger Beobachtungen Meridianschnitte für Temperatur und Zonalkomponenten des geostrophischen Windes im Januar und Juli für die Meridiane 120° W, 75° W und 15° E beigesteuert.

Auch der Abschnitt, der die Sammlung von Tabellen und Konstanten enthält, ist wesentlich erweitert worden und hat dadurch an Wert bedeutend gewonnen. Die astronomischen und geodätischen Tabellen sind unter anderem durch eine Zusammenstellung der Auf- und Untergangszeiten der Sonne für jeden fünften Tag und 25 Breitegrade ergänzt worden. An Reichhaltigkeit hat die Sammlung allgemeiner physikalischer Konstanten und Tabellen durch die Aufnahme atomphysikalischer Größen, chemischer Tabellen und durch wesentliche Erweiterungen der früheren Tabellen gewonnen. In die von F. Möller bearbeiteten Tabellengruppen für Druckmessung und Statik der Atmosphäre, Thermodynamik, Feuchtemessung und Wolkenphysik, Dynamik der Atmosphäre, atmosphärische Strahlung und Optik wurden unter anderem Tabellen für Normalatmosphären, für Bestimmung der Hauptisobarenflächen aus Flugzeugmeldungen, für Taupunkt und Reifpunkt, Gleichgewichtsfeuchtigkeiten über verdünnten Säuren, für Tropfengröße, Wassergehalt und Tropfenzahl bei verschiedenen Regenintensitäten, für Wanderungsgeschwindigkeiten langer Wellen, für geostrophischen Wind, für Vertikalwindänderungen in Abhängigkeit von isobaren Temperaturgradienten, für Größenordnungen der meteorologischen Elemente und ihrer Ableitungen für dynamische Berechnungen, für Emission der Sonne im äußersten UV- und Röntgengebiet, für die Richtungsabhängigkeit der Dunststreuung, für Strahlungsintensitäten der Sonne, für Albedo verschiedener Oberflächen, für Licht- und Strahlungsdurchlässigkeit von Wolken, für Beleuchtungsstärken, für Farbtöne von Lichtquellen, für Absorption und Emission langwelliger Strahlung, für Strahlungsdurchlässigkeiten von Filtern und für Polarisationsgrößen neu aufgenommen, während die in der früheren Auflage enthaltenen Tabellen durch die Einarbeitung der neuesten Forschungsergebnisse ergänzt und zum Teil auch wesentlich erweitert wurden. Die Tabellensammlung wurde ferner durch die von H. Israël bearbeiteten luftelektrischen Tabellen und durch die von K. Rawer zusammengestellten Tabellen zur Ionosphärenforschung erweitert. Die von F. Baur bearbeitete Sammlung langer Reihen wurde bis in die letzte Zeit verlängert und durch die Reihe zyklonaler und antizyklonaler Witterungsperioden (1881 bis 1950), Niederschlagsreihen (1851 bis 1950), Kennziffern der erdmagnetischen Störungsintensitäten (1940 bis 1952), Monatsmittel der Ozonwerte (1932 bis 1952) und Monatsmittel der Sonnenfackelflächen (1881 bis 1941) bereichert. Eine Sammlung von mathematischen Tabellen und Umrechnungstabellen schließt den Band.

In seiner neuen Form ist dieses Taschenbuch nun zu einem unentbehrlichen Helfer meteorologischer Forschung und zu einem Standardwerk geworden, das nicht nur die rechnerischen Hilfsmittel, sondern auch die physikalischen Grundlagen und die für eine weitere Forschung benötigten grundlegenden Beobachtungsergebnisse vermittelt. Trotz des reichlichen Inhalts und der großen Seitenzahl ist das Werk durch seine vorzügliche Ausstattung mit flexiblem Leineneinband und Dünndruckpapier doch noch ein „Taschenbuch" im wahren Sinn des Wortes geblieben. F. Steinhauser, Wien.

Die Grundschicht der Troposphäre. Von K. Schneider-Carius. (Probleme der kosmischen Physik: Band XXVI.) Mit 69 Textabb., XI, 168 S. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G. 1953. DM 13,50.

Die Meteorologie war bisher gewohnt, in der Einteilung der Atmosphäre in Troposphäre und Stratosphäre die Troposphäre als mehr oder minder

einheitliches oder zumindestens nicht systematisch unterteiltes Gebilde zu betrachten, in dem höchstens für die dynamische Betrachtungsweise noch eine bodennahe Reibungsschichte abgesondert wurde. Es ist das Verdienst von SCHNEIDER-CARIUS, den bei zahlreichen Wetterflügen gesammelten Beobachtungen und Eindrücken von den Erscheinungen in der unteren Luftschicht Anhaltspunkte für die Existenz einer unteren 1 bis 3 km mächtigen Schichte mit einem in gewisser Hinsicht selbständigen Eigenleben entnommen zu haben. Diese hat er in zahlreichen Veröffentlichungen unter dem Namen „Grundschicht" in die meteorologische Wissenschaft eingeführt.

Die Grundschicht der Atmosphäre wird nach Ansicht des Verfassers durch das Zusammenwirken eines reibungs- und konvektionsbedingten Austausches aufgebaut, wobei der untere Teil als Reibungsraum in den darüber gelagerten Konvektionsraum meist ohne merkliche Grenze übergeht. Während die Wolkenfreiheit als markante Eigenschaft der Grundschicht angeführt wird, ist für die obere Begrenzung der Grundschicht eine austauschbedingte Dunstanreicherung oder Wolkenbildung kennzeichnend. Als Übergang von der Grundschicht zu dem darüber gelagerten, als Advektionsschicht bezeichneten Teil der Troposphäre, wird in Analogie zur Tropopause die sogenannte Peplopause eingeführt. Auf Grund der thermischen Schichtung, der Dunstschichtung, des Wolkenbildes und der vertikalen Änderung der relativen Feuchtigkeit und der Windgeschwindigkeit, lassen sich charakteristische Typen der Grundschicht unterscheiden. Zum Beweis ihrer Existenz werden statistische Untersuchungen über die vertikalen Temperaturgradienten in verschiedenen Klimaten der Erde, über die vertikale Änderung der Veränderlichkeit von Temperatur und Druck und der Jahresschwankung der Temperatur, über die vertikale Feuchtigkeitsverteilung und über die Änderung der Himmelsbläue mit der Höhe, über die Höhen der Wolkenuntergrenzen und der Wolkenstockwerke und über die aerologischen Verhältnisse bei besonderen Wetterlagen ausgewertet.

Um ein Verständnis für die Entwicklung der Grundschicht zu gewinnen, wird ferner auf Grund theoretischer Überlegungen und aerologischer oder anderer Beobachtungen die Bedeutung und Auswirkung der Reibung der Luft an der Erdoberfläche, der Austauschprozesse und der Entwicklung von Grenzschichten in den unteren Luftschichten gezeigt und diskutiert. An der Entwicklung der Grundschicht und ihrer verschiedenen Typen sind auch Strahlungsvorgänge wesentlich beteiligt, wie im einzelnen an dem Einfluß der Schichtwolken und der Dunstschichten nachgewiesen wird. In den weiteren Ausführungen bringt der Verfasser die aus der synoptischen Aerologie gewonnenen Erkenntnisse mit der Vorstellung einer Grundschichtströmung in Beziehung und zeigt insbesondere die Beziehungen zu den synoptischen Wolkensystemen und die Bedeutung der Grundschicht als Ausgleichsschicht und als zusätzliches Strömungssystem im Zirkulationsschema von Hoch und Tief, die Entstehung einer neuen Grundschicht nach ihrer Zerstörung durch eine Zyklone, ihre Entwicklung zur autonomen Schicht mit verschiedenen Entwicklungsstadien und den Typenwechsel in einheitlichen Luftmassen oder bei Luftmassenwechsel.

Der Verfasser begnügt sich nicht damit, die Existenz der Grundschicht, ihre Genese und ihre Besonderheiten als wesentliche Erscheinungen im Aufbau der Troposphäre herauszustellen, sondern er zeigt im Schlußabschnitt auch noch die weltweite Bedeutung der Erkenntnisse der Grundschicht in klimatologischen Anwendungen aus allen Klimaten, in ihrem Anteil am Aufbau großräumiger Windsysteme, wie z. B. in der Passatströmung in der inter-

tropischen Konvergenzzone, im Polargebiet und in den Monsunströmungen, ferner ihre Bedeutung für die Bewölkungsstatistik und für die vertikale Gliederung der Klimate und ihre Beziehungen zu den Vegetationsgürteln in Gebirgen.

Dem Buch kommt nicht nur von dem Gesichtspunkt Bedeutung zu, daß darin zum erstenmal eine Gesamtdarstellung der vom Verfasser als für den Aufbau der Atmosphäre, für das Wettergeschehen und auch für die Biosphäre der Erde bedeutungsvoll erkannten Grundschicht und der damit in Zusammenhang stehenden Probleme geboten wird, sondern auch deshalb, weil man darin auch eine eingehende Darstellung und Diskussion der aerologischen Verhältnisse der unteren Atmosphärenschichten in einer interessanten und sinnvollen Zusammenschau findet. F. Steinhauser, Wien.

Handbook of Statistical Methods in Meteorology. Von C. E. P. Brooks und N. Carruthers. Mit 75 Textabb., VIII, 412 S. London: Her Majesty's Stationery Office. 1953. £1 5s.

Den statistischen Methoden kommt in der Meteorologie eine immer mehr zunehmende Bedeutung zu: Die Statistik muß erstens die Verfahren und Rechengrößen liefern, die es ermöglichen, einen einfachen Überblick über ein oft ungeheuer großes Beobachtungsmaterial zu gewinnen und die charakteristischen Eigentümlichkeiten und Gesetzmäßigkeiten, die darin enthalten sind, zu beschreiben. Dies wird durch die statistischen Maßzahlen, wie Mittelwert und Streuung, durch verschiedene Formen von Häufigkeitsverteilungen und ihre Parameter, Binomialverteilungen, Normalverteilung und Abweichungen davon, durch andere empirische Verteilungsformen und durch Varianzanalysen erreicht. Dabei kommt der Bewertung der extremen Abweichungen und der Beurteilung der Abweichungswerte von den einer angenommenen Verteilungsgesetzmäßigkeit oder Hypothese entsprechenden Werten eine besondere Bedeutung zu. Dies wird durch Signifikanztests, wie χ^2-Test, Students t-Test, F-Test usw., ermöglicht.

Zweitens hat die Statistik auch die Methoden zu liefern, die es ermöglichen, Beziehungen zwischen Beobachtungsreihen aufzudecken oder den Einfluß verschiedener Faktoren auf eine bestimmte meteorologische Erscheinung zu bewerten. Dies geschieht z. B. durch Korrelationstabellen, Korrelationskoeffizienten, Korrelationsverhältnisse, partielle Korrelationen, Mehrfachkorrelationen usw. Formal gehören zur Darstellung korrelierter Größen auch die Häufigkeitsverteilungen von Vektorengrößen. Die mathematische Bearbeitung von Beobachtungsreihen muß aber auch Mittel und Wege zu ihrer Interpolation, Extrapolation und Glättung und zur Anpassung von Beobachtungsreihen durch Funktionen oder Kurven bzw. zur Bewertung der Abweichungen und Streuungen um Ausgleichskurven liefern.

Eine dritte Aufgabe der mathematischen Statistik liegt in der Darstellung und Beschreibung von Gesetzmäßigkeiten der Reihenfolge von Beobachtungswerten, d. h. der zeitlichen Abläufe meteorologischer Erscheinungen, der Persistenz oder Nachwirkung und Andauer, der Periodizitäten, Rhythmen und Zyklen, der Quasiperiodizitäten und Symmetrieerscheinungen. Die dazu verwendeten Methoden sind harmonische Analyse, Periodogrammanalysen, Korrelogramm, Autokorrelation, Differenzperiodogramm von Brooks, die Methoden von Vercelli und Labrouste und das Periodoskop von Carruthers.

Dem im vorstehenden skizzierten Aufgabenkreis der Anwendung der mathematischen Statistik in der Meteorologie entspricht auch der Aufbau

des Buches. Es ist im wesentlichen auf die Praxis abgestellt. Es werden dabei alle Arten und Möglichkeiten der Anwendung der statistischen Methoden und ihre Leistungsfähigkeit an zahlreichen meteorologischen Beispielen eindrucksvoll und so instruktiv gezeigt, daß ihre Verwertung dem Praktiker keine Schwierigkeiten mehr bereiten kann. Zur Begründung der statistischen Theorien wird aber, abgesehen von einigen neueren Theorien, im allgemeinen auf Spezialwerke verwiesen. Im Anhang findet man auch eine Zusammenstellung der wichtigsten statistischen Formeln und zahlreiche Hilfstabellen. Das Buch stellt ein Handbuch im besten Sinne des Wortes dar, das dem rechnenden Meteorologen und Klimatologen eine wertvolle Hilfe und Anleitung bietet und einer gesteigerten richtigen und sinngemäßen Anwendung statistischer Methoden in der Meteorologie den Weg ebnet. Zur Schulung in der Anwendung sind den einzelnen Abschnitten auch Übungsaufgaben beigegeben. F. Steinhauser, Wien.

Cloud Physics. Von D. W. Perrie. Mit 15 Bildtafeln und 7 Textabb., 119 S. Toronto: University of Toronto Press. 1950. $ 4,50.

Eine verheißungsvolle Einleitung in dieses Buch gibt eine Sammlung von 30 prachtvollen Wolkenbildern, an die sich die bekannte Klassifikation der Wolkenformen, eine Beschreibung der Bestandteile der verschiedenen Wolkenarten und eine Schilderung der Prozesse, die zur Wolkenbildung führen, anschließt. In das eigentliche Gebiet der Physik der Wolken führt die unter Bezugnahme auf die historische Entwicklung gegebene Behandlung der Probleme der Kondensations- und Sublimationskerne und ihrer Quellen, der Entstehung des natürlichen Niederschlags und der künstlichen Auslösung von Niederschlägen. Die Darstellung geht dabei nicht so weit auf aktuelle Spezialprobleme der Wolkenforschung ein, daß sie nur für Spezialisten von Interesse wäre, sondern ist mehr in einer allgemein verständlichen Form gehalten, die sich an einen weiteren Leser- und Interessentenkreis wendet. Diesen Interessenten dienen auch die Ausführungen über die Methode der Wolkenbeobachtungen, über Wolkenphotographie, über Radarbeobachtungen an Wolken und Niederschlägen und über die Verwertung der Wolkenbeobachtung in der Wettervorhersage. Nach einer Schilderung der in der Stratosphäre auftretenden Wolkenformen beschließt eine kurze Darstellung der durch Wolken verursachten optischen und elektrischen Erscheinungen dieses ansprechend geschriebene und schön ausgestattete Buch. Im Anhang sind in großen Übersichtstabellen die Formen, Merkmale und Begleiterscheinungen der verschiedenen Wolkentypen zusammengestellt. Ferner gibt ein Glossary Auskunft über die in der Wolkenforschung verwendeten Begriffe und Fachausdrücke. Eine umfangreiche Bibliographie bringt die wichtigsten Literaturangaben zum Problem der Wolkenforschung, wobei man allerdings die Literatur zur Diskussion der mit der Frage nach der Existenz von eigenen Sublimationskernen und mit der Möglichkeit der Sublimation in der Atmosphäre überhaupt in Zusammenhang stehenden Probleme (z. B. Krastanoff, Wall u. a.) vermißt, wie auch diese Probleme im Text ebenfalls nicht berührt worden sind. F. Steinhauser, Wien.

Kosmische Strahlung. Vorträge, gehalten im Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen, von L. Biermann, P. Budini, J. Buschmann, M. Deutschmann, E. Freese, K. Gottstein, R. Hagedorn, W. Heisenberg, F. G. Houtermans, H. Jahn, G. Lüders, R. Lüst, W. Macke,

H. M. Mayer, P. Meyer, G. Molière, R. Oehmke, K. Ott, W. Paul, F. Sauter, A. Schlüter, K. Symanzik, M. Teucher, C. F. v. Weizsäcker, K. Wirtz, B. Zumino. Herausgegeben von W. Heisenberg. Zweite Auflage. Mit 256 Textabb. und 1 Tafel, VIII, 620 S. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer-Verlag. 1953. Geb. DM 78,—.

Die neueren Versuche, ein Verständnis für die Vorgänge, für den Aufbau und für die Erscheinungen der höchsten Schichten der Atmosphäre zu gewinnen, rücken immer mehr Probleme atom- und kernphysikalischer Prozesse in den Vordergrund des Interesses. Unter anderem hat an solchen Prozessen auch die kosmische Strahlung einen wesentlichen Anteil. Die Erforschung dieser Strahlung wird heute vorwiegend von Physikern betrieben und zum Aufgabenkreis der Physiker gerechnet, denen damit die Möglichkeit gegeben ist, in Experimenten mit Teilchen höchster Energie, die die Natur selbst macht, die Physik der Elementarteilchen zu studieren. Die Ergebnisse solcher Forschungen müssen aber heute in zunehmendem Ausmaß auch die Geophysiker und Meteorologen interessieren, zu deren Arbeitsgebieten die atmosphärischen Räume gehören, in denen sich die mit der kosmischen Strahlung zusammenhängenden und von ihr beeinflußten Prozesse abspielen. Da der Erforschung der kosmischen Strahlung heute nicht nur ein eminentes wissenschaftliches Interesse, sondern auch schon praktische Bedeutung zukommt, ist die Zahl der aus diesem Forschungsgebiet strömenden wissenschaftlichen Veröffentlichungen derart angewachsen, daß es für einen Nichtspezialisten nicht mehr möglich ist, alle Fortschritte in der Originalliteratur zu verfolgen. Es ist darum besonders verdienstlich, daß in Sammelwerken, wie das vorliegende eines darstellt, das aus Kolloquienvorträgen des Max-Planck-Institutes für Physik in Göttingen hervorgegangen ist, ein Überblick über den neuesten Stand der Forschung geboten wird.

Nach neueren Untersuchungen kann angenommen werden, daß die kosmische Strahlung zu einem Großteil von den Sternen ausgesendet wird. Dies geschieht durch gelegentlich für kurze Zeit entstehende riesige, durch Änderungen von Magnetfeldern induzierte elektrische Kraftfelder, durch die vorwiegend schnell bewegte Protonen und Ionen aus dem Bereich des Sternes geschleudert werden, die im turbulenten Magnetfeld des interstellaren Raumes im galaktischen System vielfach verschlungene Bahnen beschreiben, bis sie auf ein Hindernis stoßen und absorbiert werden. Die kosmische Strahlung scheint vorwiegend unserem Milchstraßensystem zu entstammen. Negative Teilchen kommen in der Primärstrahlung sicher nicht mit nennenswerter Häufigkeit vor. Grundlagen für die Klärung der Frage nach der Entstehung der kosmischen Strahlung liefern vor allem die Untersuchungen über den Einfluß des Erdmagnetfeldes, Messungen der Primärkomponente in der hohen Erdatmosphäre und Bestimmungen der durch meteorologische Faktoren und der durch solare und sonstige Einflüsse bedingten periodischen oder unperiodischen Schwankungen, aus denen auch astrophysikalische Folgerungen gezogen werden können, die auch für die Klärung mancher Probleme der Frage nach den kosmischen Einflüssen auf geophysikalische oder meteorologische Erscheinungen von Bedeutung werden können. Mit physikalischer und astrophysikalischer Begründung kann geschätzt werden, daß die Sterne im Mittel etwa 10^{-4} ihrer Wärmestrahlung zusätzlich in Form von Höhenstrahlung emittieren, die dann in den Magnetfeldern der Milchstraße so lange festgehalten wird, daß ihre mittlere Energiedichte der des Sternenlichtes vergleichbar wird.

Der zweite Hauptabschnitt des Buches ist den Nukleonen und π-Mesonen gewidmet und behandelt sowohl experimentelle Beobachtungsergebnisse, sowie auch theoretische Ergebnisse über die Entstehung der verschiedenartigen Teilchen in der Atmosphäre, über ihre Höhenverteilung in der Lufthülle und über ihre Durchdringungsfähigkeit und Eindringtiefe in den Untergrund. In weiteren Abschnitten werden mit gleicher Gründlichkeit ähnliche mit den μ-Mesonen zusammenhängende Probleme dargestellt und die Probleme der Erzeugung, des Verhaltens und der Verteilung der Elektronen- und Photonenkomponenten in verschiedenen Höhen der Atmosphäre und im Untergrund ausführlich dargelegt. Zur abschließenden Darstellung des Zusammenspiels der verschiedenen Komponenten wird festgestellt, daß die Natur und das Spektrum der aus dem Weltraum in die Lufthülle der Erde eindringenden Primärkomponenten, sowie die Art und die Größe der Wirkungsquerschnitte, der als Folge davon in den verschiedenen Schichten der Atmosphäre ausgelösten vielfältigen Umwandlungsprozesse heute in den gröbsten Zügen soweit aufgeklärt sind, daß man den Versuch unternehmen kann, ein quantitatives — wenn auch vorerst noch mit mancherlei Unsicherheiten behaftetes — Gesamtbild der Entwicklung der kosmischen Strahlung in der Atmosphäre zu entwerfen. In diesem Bild kommen auch die großen in experimenteller wie auch in theoretischer Hinsicht im letzten Jahrzehnt gewonnenen Fortschritte zum Ausdruck. Damit gibt das Buch, das in den einzelnen Abschnitten auch die historische Entwicklung der Forschungen zur Geltung kommen läßt, trotz der Aufspaltung in Einzelbeiträge der zahlreichen Mitarbeiter, eine geschlossene Darstellung des heutigen Standes der Erforschung des Phänomens der kosmischen Höhenstrahlung und läßt insbesondere auch in dem ungemein umfangreichen Literaturverzeichnis die gegenwärtige Aktivität auf diesem verhältnismäßig neuen Forschungsgebiet deutlich erkennen. F. Steinhauser, Wien.

Weather Inference for Beginners. Made Clear in a Series of Actual Examples. Von D. J. Holland. Mit 50 Textabb., XIII, 196 S. Cambridge: University Press. 1953. Geb. 30s. net.

Während im allgemeinen in wissenschaftlichen Veröffentlichungen die theoretischen Darlegungen anschließend durch Beispiele illustriert werden, geht hier der Autor den umgekehrten Weg. Er geht aus von eigenen Wetterbeobachtungen, die er als Junge im Jahre 1936 angestellt hat, und versucht in origineller Weise an Hand dieser aktuellen Beobachtungen, wie er sie der Reihe nach erlebt hat, durch Erläuterung der verschiedenen Wettertypen, der thermodynamischen Prozesse, der thermischen Schichtung, der Strahlungswirkung, der Luftmassenklassifikation und der Entwicklung der Winde und Fronten den Leser in das Verständnis des Wettergeschehens in natürlicher Art einzuführen. Dabei geht er in seinen theoretischen Erläuterungen allerdings sehr weit und faßt sich dabei so knapp, daß zu befürchten ist, daß ein nicht vorgebildeter Leser nicht immer folgen können wird, während damit natürlich z. B. einem Studenten eine instruktive und einprägsame, wenn auch oft nicht ganz systematische Einführung gegeben wird. In der weiteren Darstellung wird ebenfalls an Hand der aktuellen Beobachtungen und zahlreicher Kartenbeispiele eine Einführung in das Verständnis der Wetterkarten, in die Wetterkartenanalyse und in die verschiedenen Typen der Wetterlagen gegeben, die Bedeutung der Höhenwinde und die Analyse der Höhenkarten erläutert und die praktische Durchführung der Wettervorhersage geschildert.

F. Steinhauser, Wien.

1000—500-mb. Thickness North America to Europe 1946—51. Monthly Means and Extremes. (Meteorological Reports: Nr. 13.) Mit 36 Textabb., II, 38 S. London: Her Majesty's Stationery Office. 1953. 2s. 6d. net.

Die rasche Zunahme des aerologischen Beobachtungsmaterials läßt eine wesentliche Erweiterung unserer Kenntnisse aus der freien Atmosphäre erwarten, wenn übersichtliche Darstellungen dieser Beobachtungsergebnisse zur Verfügung gestellt werden. Die vorliegende Publikation liefert in dieser Hinsicht einen wertvollen Beitrag. Für den fünfjährigen Zeitraum werden hier Karten der Mittelwerte der Dicke der Luftschicht zwischen der 1000 und 500 mb-Fläche in Fuß für die einzelnen Monate mitgeteilt, die als annähernde Normalwerte betrachtet und als Grundlage für die Beurteilung der Anomalien bei der Bearbeitung einzelner aktueller Wetterlagen verwendet werden können sowie auch einen wertvollen Beitrag zur Klimatologie der freien Atmosphäre liefern. Es sei darum auch hier auf diese nützliche Veröffentlichung hingewiesen. Neben den Mittelwertskarten sind für die einzelnen Monate auch Karten der Verteilung der in diesem Zeitraum beobachteten größten und kleinsten Werte der Mächtigkeit dieser Luftschichte wiedergegeben. F. Steinhauser, Wien.

Tables des fonctions de legendre associées. Premier fascicule. (Collection technique et scientifique du C. N. E. T.) XXI, 292 S. Paris: Édition de la Revue d'Optique. 1952.

Kugelfunktionen haben in der Geophysik, sowohl bei Problemen der Figur der Erde und des Erdmagnetismus, wie auch bei meteorologischen Problemen vielfach Anwendung gefunden. In seinem Vorwort weist J. Coulomb besonders auch auf eine neue Anwendung bei der Erklärung der Säkularvarationen des Erdmagnetismus aus Zirkulationen der Materie im Erdkern hin. Für alle Anwendungen ist ein gutes Tabellenwerk Vorbedingung. In dem vorliegenden ersten Teil einer solchen Tabellensammlung sind die zugeordneten Legendreschen Funktionen erster Art

$$P_n^m(\cos\vartheta) = (-1)^m \sin^m\vartheta \frac{d^n P_n(\cos\vartheta)}{d(\cos\vartheta)^n} -$$

$$- \left(-\frac{\sin\vartheta}{2}\right)^m \sum_{p=0}^{\infty} \frac{(n-m-p+1)\ldots(n+m+p)}{p!\,(m+p)!} \left(-\sin^2\frac{\vartheta}{2}\right)^p$$

tabelliert. Während in früheren Tabellenwerken die Kugelfunktionen für ganzzahlige Grade n zu finden waren, enthalten die vorliegenden Tabellen die Werte der Kugelfunktionen für die Grade $n = -0{,}5$ bis $+10$ in Stufen von Zehntel zu Zehntel von n. Für diese Grade sind die Funktionen der Ordnungen $m = 0$ bis 5 für die Winkel $\delta = 0$ bis 90° von Grad zu Grad auf 4 bis 10 Dezimalstellen tabelliert. Da dieses Werk auch für geophysikalische Untersuchungen wertvolle Hilfe leisten wird, sei auch hier auf diese Neuerscheinung empfehlend hingewiesen. F. Steinhauser, Wien.

Dynamical Oceanography. Von J. Proudman. Mit Textabb., XII, 409 S. London: Methuen & Co. Ltd. — New York: J. Wiley & Sons, Inc. 1953. Geb. 55s. net.

Der bekannte Geograph Prof. A. Penck hat einmal gelegentlich die etwas boshafte Bemerkung gemacht: „Die moderne Ozeanographie ist nichts

anderes als angewandte Mathematik.“ Wenn ein diesem Wissensgebiet Fernstehender das neue Buch Proudmans über dynamische Ozeanographie durchblättert, kommt er vielleicht zur Ansicht, daß diesem Ausspruch eine gewisse Berechtigung nicht abgesprochen werden kann. Denn die Darlegungen über die Hauptprobleme der physikalischen Meereskunde sind darin fast durchwegs rein theoretisch gehalten und auf mathematisch-physikalischen Grundlagen aufgebaut. Aber ein so Fernstehender weiß nicht oder vergißt, daß die Ozeanographie in den letzten 40 bis 50 Jahren sich allmählich von einer rein deskriptiven Wissenschaft zu einem Teil der Geophysik entwickelt hat, bei dem naturgemäß die Aufdeckung innerer physikalischer Zusammenhänge der ozeanischen Erscheinungen im Vordergrund steht und dem als wichtigstes Hilfsmittel der Forschung die theoretische Physik zur Verfügung steht. So bietet das Proudmansche Buch einen eindringlichen Nachweis, inwieweit die exakte ozeanische Forschung zur Aufklärung der Dynamik des Meeres gekommen ist, und zeigt gleichzeitig, wo noch Lücken vorhanden sind, deren Schließung ein Wunsch der Zukunft ist.

Im wesentlichen werden nur einfache mathematische Deduktionen benützt, die sich mit elementaren Differentiationen und Integrationen durchführen lassen. Im ersten Teil des Buches werden die allgemeinen Grundlagen der Wasserbewegungen ohne Berücksichtigung der Reibung und Turbulenz und zumeist als stationäre Erscheinungen behandelt. In späteren Kapiteln werden dann auch diese komplizierenden Faktoren in Rechnung gestellt und hier zumeist in Typenproblemen (Modellen) die tatsächlich in der Natur vorkommenden Erscheinungen zu klären gesucht. Die theoretischen Beziehungen werden stets mit entsprechenden, auf Beobachtungsergebnisse sich stützenden Tatsachen verglichen. Der Referent hätte gewünscht, daß diese Hinweise — mehr sind es nicht — oft eingehender und etwas breiter ausgefallen wären, wenn auch der Autor es nicht versäumt hat, die hauptsächlichste Literatur darüber am Ende eines jeden Kapitels anzuführen. Während die ersten neun Kapitel sich mit der Dynamik der ozeanischen Ströme, ihrer Turbulenz und den damit verbundenen Vermischungen der Wassermassen beschäftigen, das zehnte Kapitel in interessanter Form den thermodynamischen Zirkulationen und ihren Ursachen gewidmet ist, werden in den Kapiteln elf bis vierzehn die periodischen Erscheinungen im Meer, die Gezeiten und Wellen, behandelt. Es ist selbstverständlich, daß im allgemeinen nur das Wichtigste und Grundlegende gegeben worden ist, wie es für ein Buch, das „zum Gebrauch für Studierende und für solche, die praktische Ozeanographie betreiben“, zu erwarten ist. Die Ausführungen sind dem theoretischen Charakter des Buches entsprechend kurz und prägnant gehalten, wie dies ja bei allen bekannten Arbeiten Proudmans der Fall ist. Es ist nicht zu bezweifeln, daß dieses Buch über dynamische Ozeanographie viele Freunde erwerben und dem Fortschritt dieses jüngsten Teilgebietes der Geophysik sehr zum Nutzen gereichen wird. A. Defant, Innsbruck.

Kleine Erdbebenkunde. Von K. Jung. Zweite, verbesserte Auflage. („Verständliche Wissenschaft“: 37. Band.) Mit 101 Textabb., V, 158 S. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer-Verlag. 1953. Geb. DM 7,80.

Dieses in seiner Anlage und in der Darstellungsweise ausgezeichnete Büchlein, das sich schon in seiner 1938 erschienenen ersten Ausgabe viel Freunde erworben hat, bringt einen umfassenden und durch zahlreiche instruktive Abbildungen belebten Überblick über die Ergebnisse und Probleme der Erdbebenforschung, der in dieser neuen Auflage dem neuesten Stand

unserer Kenntnisse angepaßt ist. Ausgehend von den Grundbegriffen der Erdbebenkunde werden die Erdbebenerscheinungen und -schäden, Stärke und Energie der Erdbeben, Ursache und Geographie der Erdbeben behandelt. Ausführlich werden auch die Methoden der Erdbebenregistrierung, die aus den Registrierungen abgeleiteten Folgerungen über die Ausbreitung der Erdbebenwellen im Erdinnern und über den Aufbau des Erdinnern und der Erdkruste dargestellt. Die Ergebnisse der Erforschung der Bodenunruhe und die Darstellung der Grundlagen und Verfahren der Anwendung seismischer Methoden in der Lagerstättenforschung sowie der Methoden des Echolotes und der Ergebnisse der Luftseismik runden den Inhalt des Büchleins ab. Zahlreiche neue Abbildungen, die besonders die Erdbebengeographie, die Instrumentenkunde und die angewandte Seismik betreffen, bereichern die neue Auflage. Dieses Büchlein kann als beispielgebend für die verständliche und dabei doch exakte Darstellung der Methoden und Ergebnisse einer naturwissenschaftlichen Disziplin betrachtet werden und wird zur Verbreitung der Ergebnisse der Erdbebenforschung und zur Vertiefung des Verständnisses für die Bedeutung der Seismik sicherlich viel beitragen.

F. Steinhauser, Wien.

Karte der erdmagnetischen Mißweisung für die Epoche 1954,0, Maßstab 1:1000000. Von F. Burmeister. Berlin: D. Reimer (Andrews und Steiner). DM 12,—.

Die vorliegende Karte ist im wesentlichen eine Neuauflage schon früher erschienener Mißweisungskarten des gleichen Verfassers. Sie bezieht sich auf die Epoche 1954,0, berücksichtigt alle vorliegenden Beobachtungsergebnisse über den Verlauf der Säkularvariation und ist für die Mißweisung zweifellos die zuverlässigste und genaueste Darstellung in dem durch sie umspannten Raum. Als Kartengrundlage sind ebenso wie bei den früheren Karten alle Vermessungsergebnisse in Deutschland und den angrenzenden Nachbargebieten verwendet worden, soweit sie sich nach kritischer Sichtung als zuverlässig und frei von systematischen Fehlern erwiesen haben. Ihr Darstellungsgebiet liegt zwischen dem 47. und 55. Breitegrad und dem 5. und 15. Längengrad. Der Kartenmaßstab, sowie die Berechnungsgrundlagen sind ausreichend, um im größten Teil des Darstellungsbereiches eine Interpolation der Mißweisungswerte auf 0,01° zu rechtfertigen.

M. Toperczer, Wien.

Atmospheric Electricity. Von B. F. J. Schonland. Zweite, durchgesehene Auflage. (Methuen's Monographs on Physical Subjects. Herausgegeben von B. L. Worsnop. Mit 20 Textabb., VII, 95 S. London: Methuen & Co. Ltd. — New York: J. Wiley & Sons, Inc. 1953. Geb. 7s. 6d. net.

Die jetzt erschienene „Atmospheric Electricity" ist eine umgearbeitete Neuauflage der zuerst 1932 in der gleichen Reihe und unter dem gleichen Titel erschienenen Kurzmonographie über Luftelektrizität. Neben einigen Ergänzungen ist der Unterschied gegenüber der Erstauflage eine andere Stoffgliederung: Das in jener noch enthaltene Kapitel über die „durchdringende Strahlung" ist in Fortfall gekommen, die Darstellung des Gewittergeschehens erweitert. — In fünf Kapiteln werden behandelt: Die atmosphärische Ionisation (18 S.), elektrische Felder und Ströme in der Atmosphäre (27 S.), die elektrischen Erscheinungen des Gewitters (19 S.), die Blitzentladung (15 S.), und die Hypothesen der Ladungsentstehung in den Wolken (10 S.).

69 Literaturhinweise. — Das Buch führt ebenso wie die Erstauflage in gedrängtester Kürze durch die Erscheinungen und Vorstellungen der Luftelektrizität, versteht es aber trotz der Kürze, fast alle wesentlichen Probleme des Gebietes zu streifen. Mag es auch für den Fachmann zu knapp gehalten sein und ihn manche Züge der modernen Entwicklung des Gebietes vermissen lassen, so wird es fraglos ebenso wie die Erstauflage sich rasch Freunde erwerben. H. Israël, Aachen.

Sechsstellige Tafel der trigonometrischen Funktionen. Von J. Peters. Vierte Auflage. VIII, 293 S. Bonn: Dümmlers Verlag. 1953. Geb. DM 35,—.

Eine genaue Angabe der Werte der trigonometrischen Funktionen ist für viele Zwecke des numerischen Rechnens notwendig und wird besonders in unserer Zeit, wo viel mit Rechenmaschinen gerechnet wird, gerade auch in Geophysik und Meteorologie sehr oft benötigt. Darum wird ein Tabellenwerk hoher Genauigkeit und Zuverlässigkeit, wie das vorliegende eines ist, das sich bereits in mehreren Auflagen bewährt hat, sehr begrüßt werden. Es sind darin die trigonometrischen Funktionen sin, tang, sec, cosec, cotg und cos von 10 zu 10 Bogensekunden auf 6 Stellen genau und mit Angabe der Partes proportionales zur weiteren Interpolation tabelliert. Die Funktionen cotg und cosec sind für $0^\circ\,0'$ bis $1^\circ\,20'$ für jede Bogensekunde angegeben, um bei der Interpolation mit den ersten Differenzen und mit kleineren Partes proportionales auszukommen. Das auf gutem Papier gedruckte und sehr fest gebundene Buch wird auch einer sehr starken Benutzung standhalten.
F. Steinhauser, Wien.

Grundzüge der Meteorologie. Von W. König. Zweite, ergänzte Auflage. (Mathematisch-physikalische Bibliothek; Reihe I. Herausgegeben von W. Lietzmann: Band 70.) Mit 21 Textabb., 71 S. Leipzig: B. G. Teubner Verlagsgesellschaft. 1953. DM 2,—.

Das kleine Büchlein will, dem Zweck der bekannten Sammlung Mathematisch-physikalische Bibliothek entsprechend, einen knappen Überblick über das gesamte Gebiet der Meteorologie geben, um einen ersten Begriff vom Inhalt dieser Wissenschaft, unter Voraussetzung nur einfacher Schulkenntnisse, zu vermitteln. Soweit es auf so engem Raum möglich ist, wird dieses Ziel vom Verfasser in einfacher und anschaulicher Darstellungsweise für allgemeine Meteorologie, Klimatologie, Witterungskunde und meteorologische Instrumentenkunde zufriedenstellend erreicht. F. Steinhauser, Wien.

Herausgeber, Eigentümer und Verleger: Springer-Verlag, Wien I, Mölkerbastei 5.
Für den Inhalt verantwortlich: Prof. Dr. F. Steinhauser, Wien XIX, Hohe Warte 38.
Druck: Manzsche Buchdruckerei, Wien IX, Lustkandlgasse 52.

Fortsetzung von der II. Umschlagseite

fassung ist auf jeden Fall vom Verfasser mitzuliefern, ihre Übersetzungen werden nötigenfalls vom Verlag besorgt. Die Literaturhinweise erfolgen durch im laufenden Text in Klammern eingefügte Nummern, die genaue Zitate bezeichnen, die in einem Literaturverzeichnis am Ende der Arbeit zusammenzustellen sind.

Die Manuskripte sind möglichst in Maschinenschrift auf einseitig beschriebenen, fortlaufend paginierten Blättern abzufassen. Abbildungsvorlagen sind in so sauberer Wiedergabe einzusenden, daß sie entweder unverändert verwendet oder durch Zeichner des Verlages einwandfrei neu gezeichnet werden können. Die Beschriftung, die innerhalb der Zeichnung angebracht wird, ist nur mit weichem Bleistift einzutragen.

Grundsätzlich werden nur Arbeiten aufgenommen, die vorher weder im Inland noch im Ausland veröffentlicht worden sind; der Autor verpflichtet sich, diese auch nachträglich nicht anderweitig zu veröffentlichen. Mit der Annahme und Veröffentlichung des Manuskriptes geht das ausschließliche Verlagsrecht für alle Sprachen und Länder auf den Verlag über. Es ist ferner ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages nicht gestattet, photographische Vervielfältigungen, Mikrofilme u. ä. von Heften der Zeitschrift, einzelnen Beiträgen oder von Teilen daraus herzustellen. Die Autoren erhalten 75 Separata ihrer Arbeit kostenlos und können maximal weitere 125 Separata zum angemessenen Preis beziehen. Die Bestellung muß mit dem dem Fahnenabzug beigelegten Bestellzettel bei der Rücksendung der korrigierten Fahnen erfolgen.

Die Autoren erhalten eine erste Fahnenkorrektur, die sie nach erfolgter Durchsicht an den Verlag zu senden haben; eine Umbruchkorrektur wird den Autoren nicht zugestellt. Autorkorrekturen, d. h. nachträgliche Textänderungen, werden, soweit sie 10 % der Satzkosten überschreiten, den Verfassern in Rechnung gestellt.

Manuskripte und Anfragen sind an einen der beiden unterzeichneten Herausgeber

Dozent Dr. W. Mörikofer
Physikalisch-Meteorologisches Observatorium
Davos-Platz, Schweiz

Prof. Dr. F. Steinhauser
Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik
Wien V, Schloßgasse 14, Österreich

zu richten; alle geschäftlichen Mitteilungen an:

Springer-Verlag, Wien I, Mölkerbastei 5.
Telephon U 26 5 60 Serie. Telegrammadresse: Springerbuch Wien.

Der Verlag

SPRINGER-VERLAG / BERLIN · GÖTTINGEN · HEIDELBERG

Neue Methoden der Wetteranalyse und Wetterprognose

Von

Dr. Richard Scherhag
Berlin

Mit 213 zum größten Teil farbigen Abbildungen
XII, 424 Seiten. DIN A 4. 1948
Geheftet DM 78.—; gebunden DM 82.50

In diesem Buch sind die in den letzten Jahren entwickelten und im deutschen meteorologischen Dienst erprobten neuen synoptisch-aerologischen Erkenntnisse, auf denen seit 1941 die tägliche Konstruktion der Vorhersagekarte basiert, zusammenfassend dargestellt. Damit wird diese Methode einem größeren Kreise zugänglich gemacht und als Grundlage für einen späteren Wiederaufbau des Friedenswetterdienstes gesichert. Gleichzeitig wurde das während der letzten Jahre angefallene umfangreiche deutsche aerologische Beobachtungsmaterial einer ersten Sichtung und Bearbeitung unterzogen.

Zu beziehen durch jede Buchhandlung

Lexikon der Elektrotechnik

Von

Dipl.-Ing. Dr. techn. **Günther Oberdorfer**
Professor der Technischen Hochschule in Graz

Mit 371 Textabbildungen. VII, 488 Seiten. 1951
Ganzleinen S 96.—, DM 20.—, $ 4.80, sfr. 20.60

„... Kurze, leicht verständliche Erklärungen gestatten es, auch Begriffe, mit denen selbst der Elektroingenieur nicht häufig befaßt ist, ohne zeitraubendes Nachschlagen aufzufinden. Die textlichen Erklärungen werden durch deutliche Photos, Diagramme, Schaltbilder und Zahlentafeln uuterstützt. Darüber hinaus wurden für die einzelnen Stichworte die entsprechenden französischen und englischen Ausdrücke angegeben, so daß das Lexikon beim Studium der fremdsprachigen Literatur bis zu einem gewissen Grade auch als Wörterbuch benutzt werden kann. Besonders zu begrüßen ist, daß auch einschlägige Begriffe, wie solche aus der Vektorrechnung, der Reihentheorie usw., erläutert werden..." *Maschinenbau und Wärmewirtschaft*

Acta Physica Austriaca

Unter Mitwirkung der Österreichischen Akademie der Wissenschaften

Herausgegeben von

K. W. Fritz Kohlrausch und **Hans Thirring**
Graz Wien

Schriftleitung: **Paul Urban**, Graz

Zuletzt erschien:

Band 8, Heft 2
(Ausgegeben im Dezember 1953)

Mit 60 Textabbildungen. 104 Seiten. 1953
S 120.—, DM 20.—, $ 4.75, sfr. 20.50

Inhaltsverzeichnis: **Haefer, R.** Zur Frage der Sichtbarmachung einzelner Moleküle im Feldelektronenmikroskop. — **Grümm, H.** Zur Dioptrik des Elektronen- und Ionenbündels mit kreisförmiger Hauptbahn. — **Blaha, F.** Über einige Wachstumsstrukturen von aus der Schmelze erstarrten Metallkristallen. — **Ledinegg, E.** und **P. Urban.** Über das magnetische Verhalten einer linearen Atomkette am absoluten Nullpunkt bei positivem Austauschintegral. — **Wagner, J.** RAMAN-Spektroskopischer Beitrag zur Struktur des Methylnitrits. — **Porod, G.** Die statistische Gestalt von Fadenmolekülen. II. Die allgemeine Lösung des speziellen Irrflugproblems. — **Cap, F.** Zur Kopplung eines DIRAC-Feldes mit Bosonen vom Spin 1. — **Tomiser, J.** Eigendruckverbreiterung der Natrium-Resonanzlinien. — **Buchbesprechungen.**

Zu beziehen durch jede Buchhandlung

Printed in Austria